

Plasmaunterstützte Abscheidung von dielektrischen Schichten zur Entwicklung von mikromechanisch abstimmbaren optischen Komponenten

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

Dissertation

von Dipl.-Ing.

Sandro M. Jatta

geboren am 18.09.1976 in Berlin

Referent:	Prof. Dr.-Ing. Peter Meissner
Koreferent:	Prof. Dr. rer.-nat. habil. Hartmut Hillmer
Tag der Einreichung	04. Oktober 2010
Tag der mündlichen Prüfung	22. Februar 2011

Für meine Eltern,
Renate und Bernhard Jatta,
und
meine Schwester,
Simone Jatta

Vorwort

Ich möchte im Vorwort die Gelegenheit nutzen, mich bei all denjenigen zu bedanken, die mich während meiner Arbeit an der TU Darmstadt und während meiner Dissertation unterstützt und betreut haben. Das Ergebnis ist die hier vorliegende Arbeit, die ich während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Technischen Universität Darmstadt im Fachgebiet Optische Nachrichtentechnik durchgeführt habe.

Dass mir diese Arbeit ermöglicht und ich es erfolgreich beenden konnte, verdanke ich Prof. Dr.-Ing. Peter Meissner. Ich bedanke mich vor allem für seine Unterstützung, für den Freiraum in der Forschung und Entwicklung, die er mir gegeben hat, und für sein Vertrauen.

Ich möchte mich bei Dr. Klaus Haberle für die Diskussionen und der gemeinsamen Zusammenarbeit bedanken. Seine Erfahrungen in der Halbleitertechnologie haben mir sehr geholfen.

Vor allem möchte ich mich bei Dr. Cezary Sydlo bedanken, der mir von Anfang an mit wissenschaftlicher Kritik, mit Rat und Tat und mit einem Bier zur Seite stand.

Peter Kiesslich und Andreas Semrad danke ich für die schnelle Hilfe und Unterstützung während der ganzen Zeit. Durch ihre langjährige Erfahrung haben sie mir bei technischen Problemen an der plasmaunterstützte Abscheideanlage und bei weiteren Anlagen sehr geholfen und damit einem frisch von der Uni kommenden Ingenieur vor der Verzweiflung bewahrt.

Ebenso möchte ich mich bei Dr. Owain Thomas von der Firma Oxford Instruments Plasma Technology bedanken, der mir Informationen über die Eigenschaften der Plasmaanlage schnell zukommen ließ.

In meiner Arbeit konnte ich auf externe Messgeräte zugreifen bzw. bekam auch Messungen von wissenschaftlichen Mitarbeitern, die mich beim Voranbringen meiner Arbeit geholfen haben. Dazu möchte ich mich für die ESCA-Messungen und für die Messungen vom AFM bei Dr. Robert Schafranek und Dr. rer. nat. Andreas Klein vom Institut für Ma-

terialwissenschaften im Fachgebiet Oberflächenforschung bedanken sowie bei Dipl.-Phys. Martin Bischoff vom Fraunhofer Institut - Angewandte Optik und Feinmechanik in der Abteilung Optische Schichten für die Vermessung der DBRs. Den Zugang zum spektroskopischen Ellipsometer wurde mir vom Fachgebiet Elektronische Materialeigenschaften an der TU Darmstadt von Dr. Arne Fleißner zur Verfügung gestellt.

Am Anfang meiner Arbeite waren es Dr. Benjamin Kögel und Dr. Hubert Halbritter, die mir das Wissen, die Halbleitertechnologie und die optische Messtechnik der Vorgängerarbeiten, worauf auch diese Arbeit beruht, mir mitgeteilt haben. Für ihre Unterstützung möchte ich mich bedanken.

Ich bedanke mich bei Kuldip Singh vom Central Electronics Engineering Research Institute (CEERI) in Indien in Pilani für die gute Zusammenarbeit hier in Deutschland innerhalb der Kooperation zwischen der TU Darmstadt und CEERI.

Ich bedanke mich auch für die Zusammenarbeit und Kooperation mit Karolina Zogal, Hooman Davani und Christian Gierl im Fachgebiet der Optischen Nachrichtentechnik der Technischen Universität Darmstadt innerhalb des europäischen Projekts „Subtune“ und für die gemeinsamen Reisen.

Desweiteren möchte ich für die Zusammenarbeit von allen Kollegen und ehemaligen Kollegen von den Fachgebieten Mikrowellentechnik, Mikrowellenelektronik und Höchstfrequenzelektronik bedanken.

Vor allem bei meinen Eltern und meiner Schwester bedanke ich mich, die mir während der ganzen Zeit mich liebevoll unterstützt haben und mir bei Misserfolgen und Schwierigkeiten Mut zugesprochen haben.

Darmstadt, Mai 2011

Sandro Jatta

Kurzfassung

Die Untersuchung von dielektrischen Schichten, die von einer induktiv gekoppelten Plasmaabscheideanlage abgeschieden werden, sowie die Anwendung der abgeschiedenen Einzel- und Mehrfachsichten für mikro-opto-elektro-mechanische Systeme ist Thema dieser Arbeit. Die Arbeit unterteilt sich daher in zwei Teile.

Der erste Teil untersucht die Schichteigenschaften von der induktiv gekoppelten Plasmaabscheideanlage, die mit Unterstützung eines Plasmas die Abscheidung von dielektrischen Schichten ermöglicht. Die Besonderheit dieser Abscheideanlage ist die Abscheidung der dielektrischen Schichten bei niedrigeren Temperaturen, so dass die Abscheidung direkt auf temperaturempfindliche Materialien und Bauelementen erfolgen kann.

Mit den Erkenntnissen über die Schichtabscheidungen von der Plasmaabscheideanlage konzentriert sich der zweite Teil dieser Arbeit auf die Anwendung der dielektrischen Einzel- oder Mehrfachsichten für die Entwicklung und Herstellung von mikro-opto-elektro-mechanische-Systeme, die man abgekürzt als MOEMS bezeichnet. Bei den entwickelten Mikrosystemen bzw. MOEMS-Komponenten handelt es sich um optische Filter und vertikalemittierende Laser, die abstimbar bezüglich der Wellenlänge sind.

Für die Entwicklung der MOEMS-Komponenten werden die Vorteile der Plasmaabscheideanlage angewendet. Ein Vorteil ist die Abscheidung der dielektrischen Schichten bei niedrigeren Temperaturen, was für die Entwicklung von oberflächenmikromechanischen optischen Filtern verwendet wird. Ein weiterer Vorteil ist die Herstellung von dielektrischen Mehrfachsichten mit hoher und breitbandiger Reflexion sowie mit geringen optischen Verlusten. Dadurch können passive oder aktive optische Komponenten mit einer hohen breitbandigen Abstimmung erreicht werden. So wird in dieser Arbeit gezeigt, dass dadurch ein vertikal emittierender Laser mit einem Abstimmungsbereich von mehr als 70 nm entwickelt werden kann.

Die Erkenntnisse aus der Plasmaabscheideanlage und aus der Entwicklung von MOEMS-Komponenten können als Grundlage für die Realisierung von weiteren MOEMS-Komponenten wie einen oberflächenmikromechanischen Laser verwendet werden.

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen und Abkürzungen	v
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Grundlage für diese Arbeit	3
1.3 Aufgabenstellung	6
1.4 Gliederung der Arbeit	7
2 Plasmaunterstützte Abscheideanlagen	9
2.1 Plasma und Plasmaabscheidung	10
2.2 Plasmaerzeugung	13
2.3 Plasmareaktoren	14
2.4 Self-Bias des Plasmas	16
2.5 CVD- und Plasma-Anlagen	17
2.5.1 APCVD	18
2.5.2 LPCVD	19
2.5.3 PECVD	20
2.6 ICP-CVD	21
2.7 Sputtern und Reaktives-Ionenätzen	26
2.8 Weitere CVD-Anlagen	27

3	Messverfahren zur Schichtanalyse	29
3.1	Schichtfarbe und Dicke	30
3.2	Ellipsometer	31
3.3	Mechanische Verspannung	36
3.4	Pyrolytisches Si_3N_4 und thermisches SiO_2	40
3.5	Ätzen von dielektrischen Materialien	41
3.6	ESCA-Verfahren	43
4	Untersuchung von Einzelschichten	47
4.1	Reinigungen der Substrate und der ICP-CVD	48
4.1.1	Reinigung der Substrate	48
4.1.2	Reinigung des Rezipienten	48
4.2	Einfluss der Prozessparameter	49
4.2.1	Übersicht und Vergleich der ICP-CVD	50
4.2.2	Tendenzen der SiN_x -Schichten von der ICP-CVD	54
4.2.3	Abscheidetemperatur und Ätzrate	55
4.2.4	Induktive Leistung und Kantenbedeckung	57
4.2.5	Einfluss der Prozessgase	60
4.2.6	Kapazitive Leistung und Abscheidedruck	62
4.2.7	Einfluss des Substrates	66
4.2.8	Beeinflussung der Uniformität	67
4.3	Antireflexion und Siliziumoxynitrid	68
4.4	Schichtbeeinflussung und deren Optimierung	70
4.5	Schichtzusammensetzung	71
4.6	Langzeituntersuchung	74
4.7	Temperaturbeeinflussung	75
4.8	Sputtern von metallischen Schichten	77

4.9	Zusammenfassung	78
5	Dielektrische Mehrfachsichten	81
5.1	Grundlagen zum DBR	81
5.2	Spektralverläufe des Dielektrikums	87
5.3	Reflexions- und Transmissionsmessung	89
5.3.1	Reflexions- und Transmissionsmessplatz	89
5.3.2	DBR-Eigenschaften	92
5.4	Reproduzierbarkeit der Abscheidung	97
5.5	Hybride Spiegel	99
5.6	Zusammenfassung	102
6	Abstimbare optische Filter	103
6.1	Grundlagen optischer Filter	103
6.2	Aufbau und elektrothermische Abstimmung	106
6.3	Resonatorstabilität und Filtermessplatz	107
6.4	Oberflächen- und Volumenmikromechanik	110
6.5	Volumenmikromechanische Filter	112
6.6	Oberflächenmikromechanische Filter	117
6.6.1	Opferschicht	118
6.6.2	Überkritische Trocknung	121
6.6.3	Herstellung	123
6.6.4	Filteruntersuchung	126
6.7	Zusammenfassung	130
7	Abstimbare vertikal emittierende Laser	131
7.1	Lasergrundlagen	131
7.2	Abstimbare VCSEL bei $1,55\ \mu\text{m}$	135

7.3	Herstellung und Aufbau der Mikromechanik	136
7.3.1	Mikromechanischer DBR	138
7.3.2	Halb-VCSEL	142
7.4	Messergebnisse des abstimmbaren VCSELs	144
7.5	Zusammenfassung	151
8	Zusammenfassung und Ausblick	153
8.1	Zusammenfassung	153
8.2	Ausblick	154
A	Messhilfsmittel für dielektrische Schichten	159
B	Fehleranalyse zur mechanischen Verspannung	161
C	Charakterisierung der ICP-CVD	163
D	Transfer-Matrix-Methode	175
E	Reflexion und Transmission	179
F	Bragg-Reflektoren	183
G	Überkritische Trocknung: Prozessablauf	187
	Literaturverzeichnis	189
	Eigene Veröffentlichungen & betreute Arbeiten	199
	Lebenslauf	203

Formelzeichen und Abkürzungen

Abkürzungen

AlO ₂	Aluminiumoxid
AFM	Rasterkraftmikroskop (engl.: atomic force microscope)
APCVD	Atmosphärendruck - Chemische Gasphasenabscheidung (engl.: atmospheric pressure chemical vapour deposition)
APC	automatische Druckansteuerung (engl.: automatic pressure control)
Ar	Argon
AR	Antireflexion
Au	Gold
AZ	aktive Zone vom Laser
a-Si	amorphes Silizium
BHF	gepufferte Flusssäure (engl.: buffered hydrofluoric acid)
BOE	Oxidätze (engl.: buffered oxide etch)
BTJ	vergrabener Tunnelkontakt (engl.: buried tunnel junction)
CO ₂	Kohlendioxid
CaF ₂	Kalziumfluorid
Cr	Chrom
CWL	Zentralwellenlänge vom DBR (engl.: central wavelength)
DBR	verteilter Bragg-Reflektor (engl.: distributed Bragg reflector)
EDFA	erbiumdotierte Faserverstärker (engl.: erbium-doped fiber-amplifier)
ECR-CVD	Elektronenzyklotronresonanz - Chemische Gasphasenabscheidung
ESCA	Elektronenspektroskopie für Chemische Analyse
EC	entkopplete Resonatoren (engl.: extended cavity)
FSR	freier Spektralbereich (engl.: free spectral range)
FSR(ν)	freier Spektralbereich (engl.: free spectral range) bezüglich der Frequenz
FWHM	Volle Halbwertsbreite (engl.: full width half maximum)
GaAs	Galliumarsenid
H	elementares Wasserstoff (neutrales Radikal)

H ₂	Wasserstoff
H ₂ O ₂	Wasserstoffperoxid
He	Helium
HNO ₃	Salpetersäure
HF	Fluorwasserstoffsäure oder Flusssäure
HR	Hochreflexion
ICP-CVD	induktiv gekoppelte chemische Gasphasenabscheidung (engl.: inductively coupled plasma chemical vapour deposition)
InP	Indiumphosphid
KOH	Kaliumlauge
KP	kritischer Punkt
LPCVD	Niederdruck chemische Gasphasenabscheidung (engl.: low pressure chemical vapour deposition)
LED	Lumineszenz-Diode (engl.: light emitting diode)
MBE	Molekularstrahlepitaxie (engl.: molecular beam epitaxie)
MEMS	mikro-elektro-mechanisches System
MFC	Massendurchflussregler (engl.: mass flow controller)
MOEMS	mikro-opto-elektro-mechanisches System
MOCVD	metallorganische chemische Gasphasenabscheidung (engl.: metal organic chemical vapour deposition)
MMF	Multimodefaser (engl.: multimode fibre)
MQW	Multi-Quantentopf (engl.: multi quantum well))
N	elementares Stickstoff (neutrales Radikal)
N ⁺	ionisiertes reaktives Stickstoffatom
N ₂	Stickstoff
N ₂ [*]	angeregtes Stickstoffmolekül
N ₂ ⁺	ionisiertes inertes Stickstoffmolekül
N ₂ O	Distickstoffoxid oder Distickstoffmonoxid
NH ₄ F	Ammoniumfluorid
NH ₄ OH	Ammoniumhydroxid
Ni	Nickel
O	elementarer Sauerstoff
O ₂	Sauerstoff
OSA	Optischer Spektrumanalysator
PACVD	siehe PECVD (engl.: Plasma Assisted Chemical Vapour Deposition)
PECVD	plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung (engl.: Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition)

RIE	Reaktives Ionen Ätzen (engl.: reactive ion etching)
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop (engl.: scanning electron microscope (SEM))
RF	Radiofrequenz - Hochfrequenzgenerator zur Plasmaerzeugung
RMS	quadratische Rauigkeit (engl.: root-mean-squared)
RTA	Kurzzeitempervverfahren (engl.: rapid thermal annealing)
SCC	gekoppelte Resonatoren (engl.: semiconductor coupled cavity)
SF ₆	Schwefelhexafluorid
SMF	Einmodenfaser (engl.: singlemode fibre)
Si	Silizium
SiH ₄	Silan
SiN _x	Siliziumnitrid
Si ₃ N ₄	stöchiometrisches Siliziumnitrid
SiO _x	Siliziumoxid
SiO ₂	stöchiometrisches Siliziumdioxid
SiO _x N _y	Siliziumoxynitrid
SMSR	Seitenmodenunterdrückung (engl.: sidemode suppression ratio)
TEOS	Tetraethylorthosilicate Si(OC ₂ H ₅) ₄
TR	Tripelpunkt
VCSEL	oberflächenemittierender Laser mit Vertikalresonator (engl.: vertical cavity surface emitting laser)
WDM	Wellenlängenmultiplex (engl.: wavelength-division-multiplex)
XPS	X-Ray Photonen-Elektronen-Spektroskopie
ZnS	Zinksulfid

Formelzeichen

A_{DBR}	Absorption des DBRs
A_{Kathode}	Kathodenfläche
A_{Anode}	Anodenfläche
a	Absorptionskoeffizient
c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ($c_0 = 2,9979 \cdot 10^8$ m/s)
C_0, C_1, C_2	Cauchy-Konstanten
d_0	Grundwert (Schichtdicke) bei der Ellispometermessung
d_{AR}	Schichtdicke der Antireflexionsschicht
d_{Film}	Schichtdicke, Filmdicke
d_{per}	elliptische Periode
d_{Substrat}	Substratdicke oder Dicke des Wafers

d_{uni}	Uniformität der Schichtdicke
$\overline{d_{\text{Film}}}$	mittlere Schichtdicke
D_V	Durchmesser des Rezipienten (=Vakuumgefäß)
$E(z)$	elektrisches Feld
E_{Film}	Elastizitätsmodul (Young's Modulus) der Schicht
E_{Substrat}	Elastizitätsmodul (Young's Modulus) des Substrates
E_{Bindung}	Bindungsenergie der freigesetzten Elektronen
E_{kin}	kinetische Energie der Photoelektronen
$E_{\text{X-Ray}}$	Energie der Röntgenstrahlung
f	Frequenz
F	Finesse
f_{fokus}	Brennweite der fokussierenden Linse
$f_{\text{kollimator}}$	Brennweite der kollimierenden Linse
g_{AZ}	Gewinnkoeffizient des Lasers
h	Plancksches Wirkungsquantum ($h = 6.62 \cdot 10^{-34} Js$)
H_K	Übertragungsfunktion vom optischen Koppler
$H(z)$	magnetisches Feld
I_{heat}	Heizstrom
I_{th}	Schwellstrom
I_{VCSEL}	Bias-Strom des VCSELs
k_0	Wellenzahl im Vakuum
l	Zahl, Element der natürlichen Zahlen
L_{air}	Luftspalt
L_{AZ}	Länge der aktiven Zone
L_{cavity}	Resonatorlänge
L_{DBR}	Dicke des DBRs
L_{eff}	effektive Eindringtiefe in den DBR
L_{geo}	geometrische Länge
L_{opt}	optische Länge bzw. Dicke ($L_{\text{opt}} = L_{\text{geo}} \cdot n$)
L_{Scan}	Scanlänge - Weglänge für die Messung des Krümmungsradius
m	Schichtenanzahl
M_{Schicht}	charakteristische Matrix der Schicht
M_{total}	charakteristische Matrix von Mehrfachschichten
n	Brechungsindex
\underline{n}	komplexer Brechungsindex $\underline{n} = n - j\kappa$
N_A	Akzeptordichte
n_{AR}	Brechungsindex der Antireflexionsschicht

N_D	Donatordichte
n_{high}	hoher Brechungsindex
n_{low}	niedrigerer Brechungsindex
n_0	Brechungsindex im Vakuum bzw. Luft ($n \approx 1$)
n_{uni}	Uniformität des Brechungsindex
n_s	Brechungsindex des Substrates
N_{Si}	Siliziumdotierung des Halbleiters
p	Schichtenpaar
P_{heat}	elektrische Heizleistung
P_{opt}	optische Leistung
P_{dep}	Abscheidedruck
P_{He}	Heliumdruck für Waferrückseitenkühlung
P_{ICP}	Leistung vom Plasmagenerator an die Induktionsspule
P_{in}	Eingangsleistung
P_{out}	Ausgangsleistung
P_{RF}	Leistung vom Plasmagenerator an die Substratelektrode
P_{DBR}	gemessene reflektiert spektrale Verlauf vom DBR
P_{Au}	gemessene reflektiert spektrale Verlauf vom Gold-Spiegel
q	axiale Ordnungszahl, Element der natürlichen Zahlen
r	Reflexionskoeffizient
R	Reflexion bzw. Leistungsreflexion $R = r ^2$
R_1, R_2	Reflexion von Spiegel 1 und 2
R_{dep}	Abscheiderate
R_{etch}	Ätzrate
\underline{r}_{p}	Reflexionskoeffizient bei paralleler Polarisierung
$r_{\text{p,I}}$	waagrecht polarisierte Reflexion an der ersten Grenzschicht
$r_{\text{p,II}}$	waagrecht polarisierte Reflexion an der zweiten Grenzschicht
\underline{r}_{s}	Reflexionskoeffizient bei senkrechter Polarisierung
$r_{\text{s,I}}$	senkrecht polarisierte Reflexion an der ersten Grenzschicht
$r_{\text{s,II}}$	senkrecht polarisierte Reflexion an der zweiten Grenzschicht
R_{Au}	Reflexion vom Gold-Spiegel
R_{DBR}	Reflexion vom DBR
rms	quadratische Rauigkeit (siehe RMS)
ROC	Krümmungsradius (engl.: radius of curvature)
ROC_{after}	Krümmungsradius des Wafers nach der Abscheidung
ROC_{before}	Krümmungsradius des Wafers vor der Abscheidung
$ROC_{\text{Gauß}}$	Krümmungsradius des Gaußstrahles

ROC_{mirror}	Krümmungsradius des Spiegels
sccm	Standard-Kubikzentimeter
\bar{s}	mittlere freie Weglänge
t	Transmissionskoeffizient
T	Temperatur (allgemein)
T_{λ}	Transmission
T_{dep}	Abscheidetemperatur
T_{DBR}	Transmission des DBRs
t_{dep}	Abscheidezeit
U	elektrische Spannung
U_{Anode}	Spannung an der Anode
U_{Bias}	Self-Bias-Spannung beim Plasmaprozess
V	Verlustfaktor
$w(z)$	Fleckradius des Gaußstrahles
w_0	Strahltaile des Gaußstrahles
w_{SMF}	Strahltaile der Einmodenfaser
W_{g}	Bandabstand bei Raumtemperatur $T = 300\text{K}$
WH	Durchbiegung des Wafers (engl.: wafer bow height)
W_{F}	Ferminiveau
W_{L}	Leitungsband
W_{V}	Valenzband
x	stöchiometrisches Verhältnis
Z	Feldwellenwiderstand
z	Variabel

Griechische Symbole

α'	Dämpfungskonstante
α_{Substrat}	Ausdehnungskoeffizient des Substrates
α_{Film}	Ausdehnungskoeffizient der Schicht
α_{Abs}	Absorptionsverluste
α_{Beug}	Beugungsverluste
α_{i}	interne Verluste
α_{Streu}	Streuverluste
Δ	Phasenverhältnis
Δn	Brechzahl Differenz
$\Delta \lambda$	Wellenlängenabstand bzw. -differenz

$\Delta\lambda_{\text{DBR}}$	Stoppbandbreite
$\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}$	3dB-Stoppbandbreite
$\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$	98%-Stoppbandbreite
$\Delta\lambda_{\text{tune}}$	Abstimmungsbereich
$\Delta\lambda_{\text{tune,max}}$	maximaler Abstimmungsbereich
$\Delta\nu$	Frequenzabstand bzw. -differenz
ΔT	Temperaturdifferenz
Γ	Füllfaktor
κ	Extinktionskoeffizient
λ	Wellenlänge im Vakuum
λ_{Bragg}	Zentralwellenlänge des DBRs
λ_{c}	Cut-Off-Wellenlänge des Halbleiters
λ_{Laser}	Wellenlänge des Lasers
λ_{res}	Resonanzwellenlänge
ν	Frequenz
σ	mechanische Verspannung
σ_{int}	intrinsische Verspannung
σ_{ext}	extrinsische Verspannung
σ_{therm}	thermale Verspannung
ρ_{Film}	Schichtdicke
ρ	komplexer effektiver Amplitudenreflexionsfaktor
Ψ	Amplitudenverhältnis
φ	Winkel
Φ_{A}	Austrittsarbeit des Detektors
Φ_{Probe}	Austrittsarbeit des Probenmaterials
ν_{Substrat}	Poissonsche Konstante des Substrates
ν_{Film}	Poissonsche Konstante der Schicht

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Mikromechanisch abstimmbare optische Systeme MOEMS erlangen großes Interesse sowohl für den kommerziellen Bereich als auch für den Forschungsbereich. Dies begründet sich durch die Möglichkeit, Komponenten bei verschiedenen Wellenlängen in einem weiten Abstimmbereich flexibel verwenden zu können. Messsysteme wie die Gasspektroskopie können dadurch erweitert oder kommerzielle Bereiche wie die Kommunikationstechnik können effektiver aufgebaut bzw. ausgebaut werden. Gerade die Anwendung in der Kommunikationstechnik ist neben der Messtechnik eine der treibenden Kräfte für die Entwicklung von Mikrosystemen bzw. MOEMS-Komponenten. Das Internet ist für unsere heutige Gesellschaft ein unverzichtbares Kommunikationsnetzwerk, und zwar sowohl im wirtschaftlichen Bereich als auch im privaten Umfeld eines jeden einzelnen. Dies kann man sich dadurch bewusst machen, wenn man sich die Frage stellt, was die heutige Gesellschaft im 21. Jahrhundert ohne das Internet, das ein Verbund von Rechnern und Rechnernetzwerken zum Datenaustausch ist, machen würde. Es wird auch weiterhin in Zukunft einen großen Einfluss auf unser Leben und die Gesellschaft haben und weiter anwachsen.

Die grundsätzlich technische Anforderung für ein Übertragungssystem bzw. Kommunikationssystem ist eine hohe Übertragungsrate und eine verlustlose Übertragung der Daten mit einer hohen Reichweite. Die Forderung für ein solches Übertragungssystem erfüllen die optischen Kommunikationssysteme und bilden den Hauptbestandteil der heutigen Kommunikationsnetzwerke. Eine der Ursachen für den Erfolg der optischen Kommunikationssysteme ist die Glasfaser, die als Übertragungsmedium verwendet wird. Dieses Übertragungsmedium zeichnet sich vor allem durch eine sehr geringe Dämpfung (0,2 dB/km bei $\lambda = 1550$ nm) aus und durch eine extrem hohe Bandbreite, die von keinem

elektrischen Übertragungsmedium erreicht wird ($\Delta \lambda = 1 \text{ nm}$ entspricht $\Delta f = 125 \text{ GHz}$ bei $\lambda = 1550 \text{ nm}$). Weitere Vorteile sind die Unempfindlichkeit gegenüber elektromagnetischen Störungen und wegen des geringen Querschnitts der Glasfaser die hohe Packungsdichte. Der Erfolg der optischen Kommunikationssysteme beeinflusst auch die heutige Gesellschaft, so dass dem Erfinder und Entwickler der Glasfaser als Übertragungsmedium, dem US-Amerikaner Charles Kao, der Physik-Nobelpreises 2009 verliehen wurde.

Weitere bedeutende Fortschritte für die optischen Kommunikationsnetze sind die Entwicklung des optischen Verstärkers EDFA (engl.: Erbium-doped fiber amplifier) und des Wellenlängenmultiplex-Übertragungsverfahrens WDM (engl.: wavelength-division-multiplex). Der EDFA ermöglicht eine Verstärkung im C-Band (Conventional-Band) von 1530 nm bis 1565 nm [1]. In Kombination mit der geringen optischen Dämpfung der Glasfaser bei $1,55 \mu\text{m}$ werden die heutigen optischen Kommunikationsnetze hauptsächlich im C-Band bei einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ betrieben. Das WDM-Übertragungsverfahren hat sich aufgrund der Erhöhung der Übertragungsrate als Übertragungstechnik in der Kommunikationstechnik etabliert. Diese Übertragungstechnik ist dadurch gekennzeichnet, dass durch eine einzige Glasfaser die Daten über mehrere Übertragungskanäle bei verschiedenen Wellenlängen gesendet werden. Bei einer Übertragungsrate von 42 Gbit/s eines einzelnen Kanals und insgesamt 40 Kanälen im Abstand von 70 GHz kann mit dem WDM-Verfahren bereits eine einzelne Glasfaser eine gesamte Übertragungsrate von ca. 1,6 Tbit/s erreicht werden [2]. Durch den Verbund von mehreren Glasfasern entlang einer Übertragungsstrecke ist somit eine Übertragungsrate möglich, die das Vielfache von 1 Tbit/s ist. Bei einer hohen Anzahl von Übertragungskanälen sind dementsprechend eine hohe Anzahl von optischen Sendern und Empfängern erforderlich. Falls einer dieser Komponenten ausfällt, so verursacht dies unnötige Kosten für den Betreiber oder die in Reserve gehaltenen Komponenten müssen aktiviert werden, was zusätzliche Kosten in der Anschaffung verursacht. Hier zeigt sich eine Einsatzmöglichkeit von MOEMS-Komponenten.

Die Abkürzung MOEMS steht für mikro-opto-elektro-mechanische Systeme. Es handelt sich um ein System, das neben den mechanischen und elektrischen Bestandteilen auch optische Bestandteile enthält, deren geometrische Dimensionen im Mikrometerbereich sind¹. Es kann auch als Mikrosystem² bezeichnet werden. Der Entwurf, die Herstellung und die Anwendung solcher Mikrosysteme wird als Mikrosystemtechnik³ bezeichnet [3, 4]. Die Aufgabe des Ingenieurs in der Mikrosystemtechnik ist daher im konstruktiven Bereich bzw. im Entwurfsbereich zu finden [3].

¹Ohne die optischen Bestandteile wird es als MEMS für mikro-elektro-mechanische System bezeichnet.

²Mikrosystem und MOEMS-Komponente sind in dieser Arbeit äquivalent.

³Das Wort „Technik“ stammt aus dem griechischen und bedeutet Kunst oder Handwerk. Es bezeichnet die Nutzbarmachung naturwissenschaftlicher Erkenntnisse.

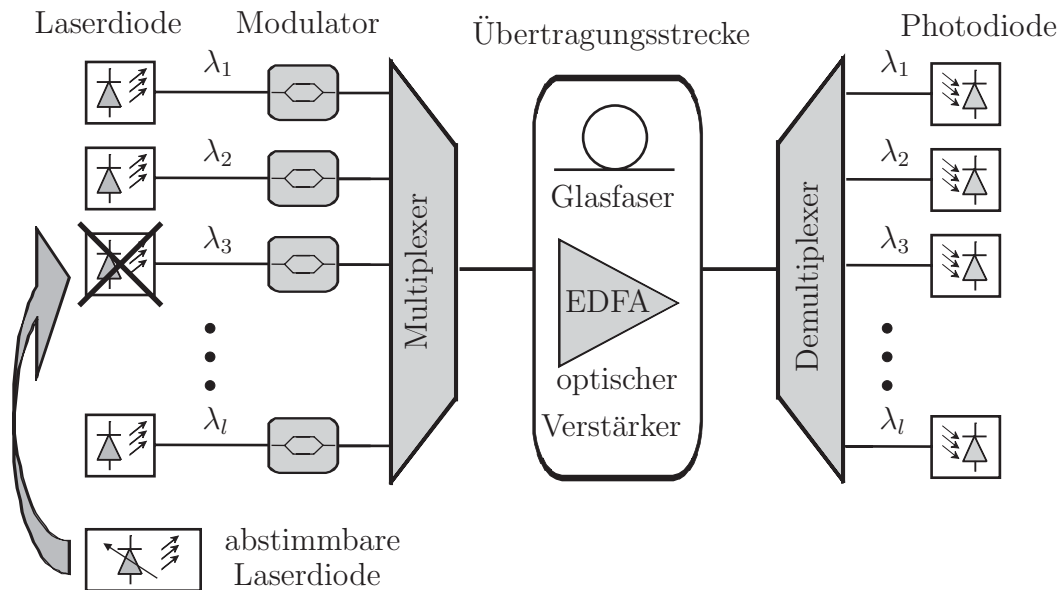


Abbildung 1.1: Anwendungsmöglichkeit von abstimmbaren MOEMS-Komponenten in einem WDM-Übertragungssystem.

In Abbildung 1.1 ist der Aufbau eines WDM-Systems mit l Kanälen schematisch aufgezeichnet. Die Sender sind Halbleiterlaser, die bei verschiedenen Wellenlänge $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots \lambda_l$ emittieren, gefolgt von einem Modulator, der die Laserstrahlung mit dem zu sendenden Daten moduliert. Der Multiplexer führt die einzelnen modulierten Signale auf eine Übertragungsstrecke, die aus einer Kaskadierung mehrerer Glasfasern und optischen Verstärkern besteht. Anschließend werden die Signale vom Demultiplexer auseinandergeführt und von einer Photodiode empfangen [5]. Bei einem Ausfall eines Senders kann eine abstimmbare MOEMS-Komponente auf die entsprechende Wellenlänge eingestellt werden, so dass der Betrieb dieses Kanals weiter erhalten bleibt. Dadurch kann ein bereits bestehendes optisches Kommunikationssystem effektiver gestaltet werden und man erreicht eine hohe Kostenersparnis. Viele Laser mit jeweils unterschiedlicher Wellenlänge müssten sonst auf Vorrat angeschafft werden müssen, um einen Ausfall sofort reparieren zu können.

1.2 Grundlage für diese Arbeit

Das Prinzip der Abstimbarkeit der in dieser Arbeit entwickelten MOEMS-Komponenten beruht auf einer geometrischen Veränderung eines optischen Resonators, bei dem es sich um ein Fabry-Pérot-Interferometer handelt (siehe Abbildung 1.2). Die geometrische Veränderung geschieht mit der mechanischen Bewegung eines Spiegels, die durch einen elektrischen Strom verursacht wird. Das Licht bzw. die elektromagnetische

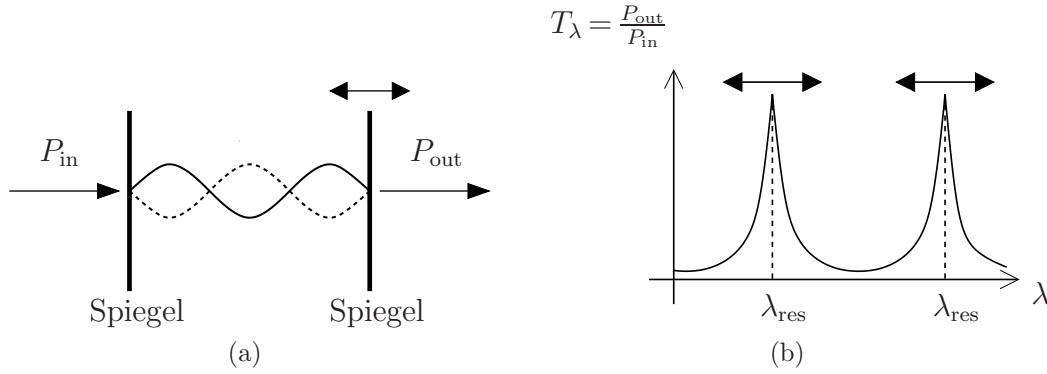


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Abstimmbarkeit von MOEMS-Komponenten am Beispiel eines optischen Filters: Die Veränderung des Spiegelabstandes (a) und damit der Resonatorlänge beeinflusst die Resonanzwellenlängen λ_{res}

Strahlung überlagert sich innerhalb des Resonators nach mehrfacher Reflexion an den Spiegeln mit sich selbst. Es kann sich bei dieser Überlagerung nur dann eine stehende Welle ausbilden, wenn die Resonatorlänge dem Vielfachen der halben Wellenlänge entspricht (siehe Abbildung 1.2(a)). Die Wellenlänge wird als Resonanzwellenlänge λ_{res} bezeichnet. Mit einer geometrischen Veränderung, die prinzipiell auf eine Verkürzung oder Verlängerung der Resonatorlänge beruht, wird die Resonanzwellenlänge verändert (siehe Abbildung 1.2), was Auswirkung auf die Transmission T_λ des Filters hat. Die Beeinflussung der Übertragungsfunktion eines Fabry-Pérot-Resonators ist in Abbildung 1.2(b) skizziert.

Seit Mitte der neunziger Jahre des 20. Jahrhunderts werden an der Technischen Universität Darmstadt im Fachgebiet Optische Nachrichtentechnik, ehemals Institut für Hochfrequenztechnik, MOEMS-Komponenten und deren Anwendung in wissenschaftlichen und kommerziellen Gebieten untersucht. Einsatzgebiete können die Spektroskopie, die Signaldetektion oder auch die optische Signalübertragung sein. Die an der TU Darmstadt entwickelten Komponenten beinhalten sowohl abstimmbare Filter [6, 7] und Photodioden [8] als auch Halbleiterlaser [9, 10].

Bei den entwickelten optischen Komponenten erfolgt die Emission, Transmission und Absorption der Strahlung senkrecht zur Oberfläche (siehe Abbildung 1.3). Somit ergibt sich die Möglichkeit, auf der Oberfläche dieser Komponenten einen mikromechanischen Spiegel zu verwenden, der in Kombination mit einer hochreflektierenden Schicht HR den optischen Resonator ergibt. Mit einem elektrischen Strom wird das Material des Spiegels aufgeheizt und bewirkt eine Wärmeausdehnung, was eine mechanische Bewegung des Spiegels und damit eine Beeinflussung der Transmissionseigenschaften des Resonators bewirkt. Der Spiegel ist vom Aufbau her gekrümmt, was durch eine mechanische Verspannung inner-

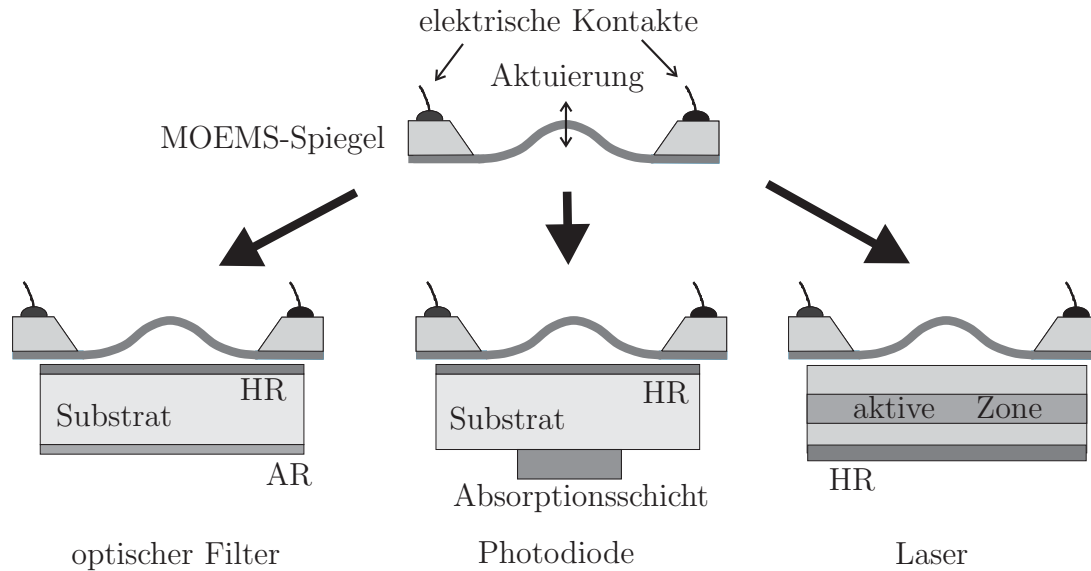


Abbildung 1.3: Hybrider Aufbau der MOEMS-Komponenten. Der mikromechanische Spiegel, der elektrothermisch aktuiert wird, kann auf verschiedene Teilkomponenten aufgebracht werden. In Kombination mit einer hochreflektierenden Schicht HR kommt der Resonator zustande. Beim Filter ist noch eine Antireflexionsschicht AR vorhanden.

halb der Spiegelschicht bewirkt wird. Diese Krümmung des Spiegels hat den Vorteil, dass ein optisch stabiler Resonator erreicht wird. Die MOEMS-Komponenten können sowohl als Filter, Empfänger, optischer Sender oder nur als mechanisch beweglicher Spiegel realisiert werden und können überall dort angewendet werden, wo optische Signale verarbeitet werden.

Bisher werden die abstimmbaren oberflächenemittierenden Laser VCSEL (engl.: vertical cavity surface emitting laser), Filter und Photodioden an der TU Darmstadt als hybride bzw. als volumenmikromechanische Konzepte entwickelt und hergestellt. Abbildung 1.3 zeigt das grundlegende Konzept. Der mechanisch aktulierbarer hochreflektierender Spiegel wird unabhängig von den anderen Teilkomponenten hergestellt. Anschließend wird dieser Spiegel auf die entsprechende Komponente positioniert und fixiert. Dieser hybride Aufbau wird auch als Zwei-Chip-Konzept (engl.: two-chip-concept) bezeichnet [8, 9, 10].

Der hybride Aufbau solcher MOEMS-Komponenten eröffnet die Möglichkeit, die Optimierung und Entwicklung der mechanisch beweglichen Spiegel weitestgehend unabhängig von den restlichen Bestandteilen der Komponente durchzuführen. So können das verwendete Material und die Prozessentwicklung des mikromechanischen Spiegels unabhängig von der zweiten Komponente gewählt werden. Ein weiterer Vorteil ist, dass die Komponenten getrennt voneinander auf ihre Funktionsfähigkeit getestet werden können, wodurch der Ausschuss verringert wird.

Die Nachteile des hybriden Aufbaus sind der erheblich zeitliche und technische Aufwand bei der Justage des abstimmbaren Spiegels zur restlichen Komponente. Das hat zur Folge, dass eine Reproduzierbarkeit erheblich erschwert wird. Eine dauerhafte Fixierung der Komponenten miteinander gestaltet sich ebenfalls als schwierig. So führt z.B. die Anwendung von Klebstoff zur Fixierung des mikromechanischen Spiegels auf der Oberfläche der entsprechenden Komponente zu einer geringeren Temperatur- und Langzeitstabilität der gesamten Komponente.

Der nächste logische Schritt in der Weiterentwicklung ist die Realisierung eines abstimmbaren monolithischen bzw. eines oberflächenmikromechanischen Aufbaus der MOEMS-Komponenten. Der monolithische Aufbau hat mehrere Vorteile. Zum einen erfolgt die Herstellung bzw. die Prozessierung des Spiegels auf der Teilkomponente im Mikrometerbereich, woraus die Justage des Spiegels zur Komponente ebenfalls im Mikrometerbereich erfolgt. Zum anderen wird eine dauerhafte und feste Fixierung des Spiegels erreicht. Dies ermöglicht eine bessere Langzeit- und Temperaturstabilität. Es ist möglich, eine größere Anzahl von abstimmbaren Komponenten in kürzere Zeit herzustellen, was den Weg zur Industrialisierung und damit zur kommerziellen Verwendung ebnet.

Mit einer plasmagestützten chemischen Gasphasenabscheidung (engl.: plasma enhanced chemical vapour deposition - PECVD) ist die Voraussetzung gegeben, mikromechanisch monolithische Komponenten zu realisieren. Die plasmagestützte chemische Gasphasenabscheidung ist ein Verfahren, bei dem Schichten auf ein Substrat oder einer entsprechenden Komponente abgeschieden werden, indem ein oder mehrere gasförmige Stoffe zur chemischen Reaktion gebracht werden. Die Energie für die chemische Reaktion zur Abscheidung erfolgt hierbei über ein Plasma. Die Gase werden im Plasma dissoziiert, so dass zwischen den freigesetzten Radikalen chemische Reaktionen erfolgen können. Ein Teil der Reaktionsprodukte wird als festes Material auf dem Substrat abgeschieden.

1.3 Aufgabenstellung

Der Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Untersuchung und Anwendung einer induktiv gekoppelte Plasmaabscheideanlage (engl.: inductively coupled plasma chemical vapour deposition - ICP-CVD), die als eine Weiterentwicklung der PECVD angesehen werden kann. Die ICP-CVD ermöglicht die Abscheidung von dielektrischen Schichten mit einer guten Schichtqualität unterhalb einer Abscheidetemperatur von 100 °C, während bei der PECVD für die gleiche Schichtqualität eine Temperatur von ca. 300 °C erforderlich ist.

Mit diesem CVD-Verfahren ergeben sich zwei Möglichkeiten. Die eine Möglichkeit ist die Abscheidung von dielektrischen Siliziumoxid SiO_x - und Siliziumnitrid SiN_x -Schichten. Die einzelnen dielektrischen Schichten können so zu Mehrfachschichten angeordnet werden, so dass mit diesem Material hochreflektierende Spiegel realisiert werden, die man als Bragg-Reflektoren oder DBR (engl.: distributed Bragg reflector) bezeichnet. Aufgrund der hohen Brechzahldifferenz dieser Materialien sind Mehrfachschichtenstrukturen mit einem weiten Wellenlängenbereich und hoher Reflektivität erreichbar, den man als Stoppband bezeichnet. Somit ist die Voraussetzung gegeben, optisch abstimmbare Komponenten mit einem großen Abstimmbereich zu realisieren. Die andere Möglichkeit ist die Abscheidung von dielektrischen Schichten bei niedrigen Temperaturen, wodurch die Abscheidung auf temperaturempfindliche Materialien oder Bauteilen möglich ist, ohne dass diese in Mitleidenschaft gezogen werden.

In der vorliegenden Arbeit sollen nun diese Möglichkeiten der ICP-CVD für MOEMS-Komponenten untersucht werden. Neben der erforderlichen Analyse der Eigenschaften der dielektrischen Schichten von der ICP-CVD beinhaltet diese Arbeit die Entwicklung und Realisierung der Schichten für mikromechanisch dielektrische DBR-Spiegel. Diese Spiegel werden für monolithisch abstimmbare optische Filter und für hybrid aufgebaute, vertikal emittierende Laser verwendet. Zum einen kann mit dem dielektrischen Material der ICP-CVD ein DBR mit großer Stoppbandbreite hergestellt werden. Dies ermöglicht die Realisierung von weit abstimmbaren Laser. Zum anderen soll in dieser Arbeit gezeigt, dass monolithisch mikromechanisch abstimmbare optische Filter bei geringen Temperaturen hergestellt werden können. Die Kombination dieser beiden Erkenntnisse ist viel versprechend für die Entwicklung und Herstellung von weit abstimmbaren monolithischen MOEMS-Komponenten. Diese Arbeit kann somit als Grundlage für die Herstellung von weiteren monolithisch abstimmbaren MOEMS-Komponenten betrachtet werden.

1.4 Gliederung der Arbeit

Die Arbeit gliedert sich in folgende Kapitel:

Das Kapitel 2 enthält neben der Beschreibung der ICP-CVD auch weitere Informationen, die für das Verständnis der ICP-CVD erforderlich sind. Dazu gehört neben der Beschreibung vom Plasma für die Schichtabscheidung sowie dem Aufbau von Plasmareaktoren, auch eine Beschreibung von anderen Abscheideanlagen, die zur Herstellung von dielektrischen Schichten verwendet werden. Dadurch soll ein Vergleich der ICP-CVD zu den anderen CVD-Anlagen ermöglicht werden, wie es bei der Untersuchung der dielektrischen Schichten von der ICP-CVD im Kapitel 4 erfolgt.

Für die Untersuchung der abgeschiedenen Einzelschichten von der ICP-CVD werden Messgeräte verwendet und Messabläufe durchgeführt, die im **Kapitel 3** behandelt werden.

Im **Kapitel 4** werden Untersuchungen an den abgeschiedenen dielektrischen Schichten bezüglich des Brechungsindex, der Abscheiderate, der mechanischen Verspannung und der Ätzrate durchgeführt. Die Kenntnisse dieser Eigenschaften sind notwendig für die Herstellung von mikromechanischen DBR-Spiegeln und werden in Abhängigkeit der Prozessparameter der ICP-CVD wie z.B. dem Prozessdruck oder dem Gasfluss durchgeführt.

Im **Kapitel 5** werden die Theorie, Simulationen und Untersuchungen von DBR-Spiegeln bzw. Bragg-Reflektoren behandelt, die mit der ICP-CVD abgeschieden werden.

Im **Kapitel 6** wird die Herstellung und Untersuchung von optisch abstimmbaren Filtern behandelt. Es stellt die erste Möglichkeit der ICP-CVD dar, nämlich die Abscheidung bei niedrigeren Temperaturen auf einem temperaturempfindlichen Material wie Fotolack durchzuführen. Neben der Theorie von optischen Filtern beinhaltet dieses Kapitel die Entwicklung und Herstellung von hybriden und monolithischen bzw. von volumen- und oberflächenmikromechanischen optischen Filtern. Sowohl die hybriden als auch die monolithischen Filter werden bezüglich ihrer Eigenschaften untersucht.

Im Kapitel **Kapitel 7** wird die zweite Möglichkeit der ICP-CVD angewendet, nämlich die Herstellung von hochreflektierenden und breitbandigen DBRs. Dadurch können weit abstimmbare MOEMS-Komponenten hergestellt werden, was in diesem Kapitel an oberflächenemittierende Laser mit einem kontinuierlichen Abstimmbereich von 76 nm dargestellt wird. Dieser Abstimmbereich ist bis zum heutigen Kenntnisstand (2010) weltweit führend.

Das Kapitel **Kapitel 8** ist eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse und Erkenntnisse und gibt einen Ausblick auf weiterführende Arbeiten auf den Gebieten der Plasmaabscheidung und der mikromechanischen abstimmbaren Komponenten.

Kapitel 2

Plasmaunterstützte Abscheideanlagen

In der heutigen Halbleiterindustrie sind die plasmaunterstützten Abscheideanlagen ein wichtiger Bestandteil für die Herstellung und Entwicklung von Bauelementen. Das Plasma wird nicht nur zur Abscheidung von Schichten genutzt, sondern auch zum Reinigen und Ätzen von Oberflächen. Der Vorteil bei der Verwendung von Plasma ist, dass die chemischen und physikalischen ablaufenden Prozesse im Plasma nicht durch eine thermische Energiezufuhr erreicht werden, sondern durch eine elektrische oder elektromagnetische Energiezufuhr. Dadurch werden die zu behandelnde Proben keiner zu hohen Temperatur ausgesetzt, was die Herstellung und Entwicklung von Halbleiterbauelementen oder MOEMS- bzw. MEMS-Komponenten unterstützt oder ermöglicht [11, 12].

Der Schwerpunkt dieses Kapitels ist eine plasmaunterstützte Abscheideanlage ICP-CVD zur Abscheidung von dielektrischen Schichten. ICP-CVD ist die Abkürzung aus dem Englischen für „inductively coupled plasma chemical vapour deposition“ und kennzeichnet zwei Merkmale dieser Anlage. „ICP“ ist die Abkürzung für „induktiv gekoppeltes Plasma“ (engl.: inductively coupled plasma) und weist darauf hin, dass das Plasma durch die Induktion eines elektromagnetischen Feldes erzeugt wird. Das zweite Teil „CVD“ ist die Abkürzung für „Chemische Gasphasenabscheidung“ (engl.: chemical vapour deposition) und kennzeichnet die Herstellung der Schichten aus der Gasphase.

Neben der Beschreibung der ICP-CVD wird auf das Plasma und die Plasmaerzeugung eingegangen. Ein weiterer Bestandteil dieses Kapitels ist eine Übersicht über Anlagen, die Plasma anwenden, und über Anlagen, die zur Herstellung von dielektrischen Schichten verwendet werden.

2.1 Plasma und Plasmaabscheidung

Unter Plasma versteht man ionisiertes Gas, das gleich viele negative wie positive Ladungen enthält und von außen betrachtet elektrisch neutral ist. Man bezeichnet diesen Zustand als quasineutral. Die innerhalb des Plasmas vorhandenen freien Elektronen sind wegen ihrer geringen Masse beweglicher als die schwereren Ionen. Dies hat zum einen eine gute elektrische Leitfähigkeit des Plasmas zur Folge und zum anderen wird bei einer Energiezufuhr durch die Elektronen das Plasma gezündet und aufrecht gehalten.

Um das Plasma zu zünden, müssen bereits vorher freie Elektronen vorhanden sein. Diese Elektronen können innerhalb des Rezipienten auf unterschiedliche Art und Weise freigesetzt werden, wobei man ein Rezipient als ein Gefäß bezeichnet, in dem ein Unterdruck bzw. ein technisches Vakuum vorhanden ist. Die Ursachen oder Quellen für freie Elektronen sind [13, 14]:

- Aus einer Glühkathode oder durch ein hohes elektrisches Feld können freie Elektronen emittieren.
- In jedem Gas entstehen durch Zusammenstöße zwischen den Gasmolekülen statistisch gesehen kurzfristig freie Elektronen.
- In der Atmosphäre und auf der Erdoberfläche ist eine natürliche radioaktive Strahlung vorhanden, die kurzfristig durch Ionisation freie Elektronen erzeugen kann (ionisierende Strahlung).
- Die auf die Erdoberfläche auftreffende kosmische Strahlung (Höhenstrahlung) kann Elektronen freisetzen.

Bei einer ausreichend hohen Energiezufuhr und/oder bei einem niedrigeren Druck, der eine genügend große mittlere freie Weglänge für die Elektronen ermöglicht, erreichen die freien Elektronen eine hohe kinetische Energie. Unter der mittleren freien Weglänge \bar{s} versteht man die durchschnittliche Strecke, die ein Teilchen (Atom oder Molekül) ohne Zusammenstoß mit einem anderen Teilchen zurücklegen kann. Bei einem Zusammenstoß zwischen den Elektronen und den Gasteilchen kann die zugeführte Energie der Elektronen ausreichen, die Gasteilchen zu ionisieren (Stoßionisation) und weitere Elektronen können freigesetzt werden. Diese können wiederum beschleunigt werden und weitere Gasteilchen ionisieren, so dass durch diesen lawinenartigen Effekt das Plasma entsteht. Neben der Ionisation findet innerhalb des Plasmas auch eine Dissoziation der Gasteilchen statt, d.h., dass die Gasteilchen in einfachere Moleküle, Atome, Ionen oder Radikale zerfallen. Eine Übersicht über die Plasmaabläufe ist in der Tabelle 2.1 enthalten [15, 11, 16].

Tabelle 2.1: Elektronenstoßreaktion im Plasma am Beispiel der Gase Stickstoff N_2 und Silan SiH_4 [15, 11, 16].

$e^- + N_2 \rightarrow e^- + N_2^*$ $N_2^* \rightarrow N_2 + h\nu$	Elektronenstoß und Relaxation des angeregten N_2^* durch Strahlungsemission $h\nu$
$e^- + SiH_4 \rightarrow 2 \cdot e^- + SiH_3^+ + H$	Dissoziation
$e^- + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2 \cdot e^-$	Ionisierung
$e^- + N_2 \rightarrow N + N^+ + 2 \cdot e^-$ $e^- + SiH_4 \rightarrow SiH_3 + H^+ + 2 \cdot e^-$	ionisierende Dissoziation
$e^- + N_2 \rightarrow N^- + N$	Elektroneneinfang

Bei diesen Plasmaabläufen findet eine der auffälligsten Erscheinungen des Plasmas statt, nämlich das Plasmaleuchten. Dieses Leuchten erklärt sich durch den Zusammenstoß der Elektronen mit den Gasteilchen z.B. Stickstoff N_2 , bei der teilweise oder ganz die kinetische Energie der Elektronen auf die Gasteilchen übertragen wird (siehe 1. Zeile in der Tabelle 2.1). Die Relaxation der angeregten Gasteilchen N_2^* erfolgt unter Abgabe von elektromagnetischer Strahlung $h\nu$, die auch außerhalb des sichtbaren Bereiches vorhanden ist [15, 17, 16].

Bei weiteren Plasmaabläufen, die in der Tabelle 2.1 am Beispiel von Stickstoff N_2 und Silan SiH_4 dargestellt sind, entstehen [13]:

- inerte Ionen N_2^+, \dots
- reaktive Ionen SiH_3^+, N^+, \dots
- neutrale Radikale SiH_3, N, \dots

Die Teilchen bewirken unterschiedliche Reaktionen in einem Plasmaprozess. Die neutralen Radikale sind zwar hochreaktiv, so dass mit diesen Teilchen chemische Reaktionen stattfinden, aber sie können nicht durch ein elektrisches Feld beschleunigt werden. Die inerten Ionen sind das Gegenteil zu den neutralen Radikalen. Diese sind chemisch nicht reaktiv, können aber durch ein elektrisches Feld beschleunigt werden und beim Auftreffen auf die Probe Bruchstücke herausschlagen, wodurch ein physikalischer Einfluss ausgeübt wird. Die reaktiven Ionen können sowohl physikalische als auch chemische Prozesse durchführen.

Durch das Vorhandensein von reaktiven Komponenten im Plasma können chemische Reaktionen ablaufen, so dass das Produkt dieser Reaktionen unter anderem das gewünschte dielektrische Material ist. Das Bestehen von verschiedenartig dissoziierten oder ionisierten

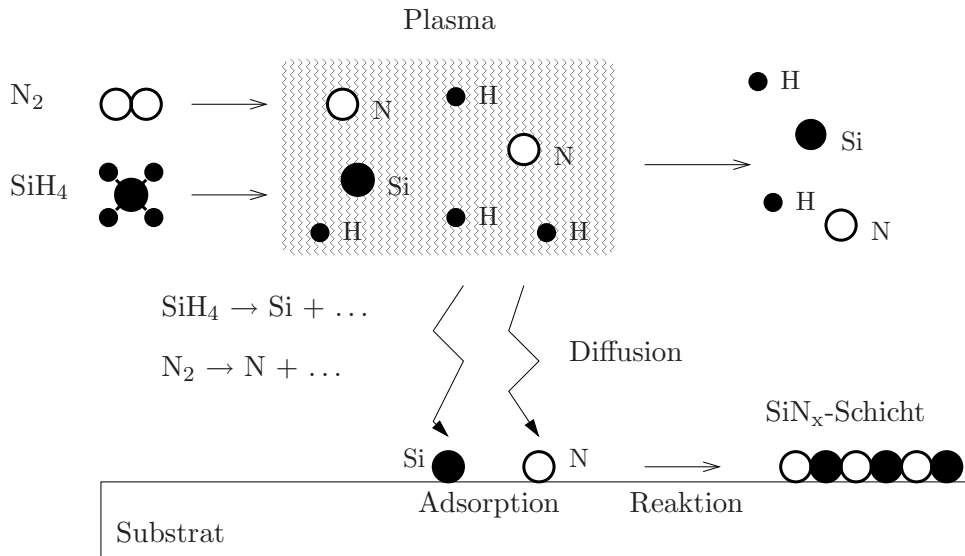


Abbildung 2.1: Chemische und physikalische Abläufe bei einer Abscheidung von SiN_x .

Gasteilchen innerhalb des Plasmas macht aber die möglichen chemischen und physikalischen Abläufe komplexer. Dadurch sind mehrere Abläufe in den chemischen Reaktionen vorhanden, was zur Entstehung von unerwünschten gasförmigen und festen Nebenprodukten führt.

Die ungefähren Abläufe der chemischen und physikalischen Prozesse bei einer Plasmaabscheidungsanlage sind am Beispiel einer Siliziumnitrid-Abscheidung Si_3N_4 aus den Prozessgasen¹ Silan SiH_4 und Stickstoff N_2 in Abbildung 2.1 dargestellt [19]. Im Plasma dissoziieren die Prozessgase SiH_4 und N_2 zu chemisch reaktiven Radikalen, die zur Oberfläche des Substrates diffundieren und dort adsorbiert werden. Durch die an der Oberfläche ablaufenden chemischen Reaktionen entsteht die dielektrische Schicht. Innerhalb des Plasmas sind neben den Siliziumradikalen Si auch unvollständig dissoziierte Bestandteile wie SiH , SiH_2 usw. und ionisierte Radikale vorhanden, die ebenfalls in der Schicht eingebaut werden können [11]. Darum handelt es sich bei der abgeschiedenen Schicht eher um SiN_x , bei der ein anderes stöchiometrisches Verhältnis zwischen Silizium Si und Stickstoff N vorliegt ($\text{Si}/\text{N} \neq 0,75$) als beim Si_3N_4 .

Die Vorgänge innerhalb der ICP-CVD müssen an diese Darstellung angepasst werden. Der Unterschied ist, dass nur das Prozessgas N_2 und kein SiH_4 vom Plasma dissoziiert wird. Die Gründe dafür werden noch im Kapitel 2.3 beschrieben. Die vom Plasma generierten Radikale strömen dann innerhalb des Rezipienten in die Probenkammer von der ICP-CVD, wo das Gas SiH_4 für die chemischen Reaktionen injiziert wird. Die Radikale reagieren dann mit dem Prozessgas SiH_4 auf der Substratoberfläche zu SiN_x .

¹Prozessgase können auch als Präkursor bezeichnet werden [18].

2.2 Plasmaerzeugung

Die Emission von Strahlung, die Rekombination und die Diffusion von Teilchen aus dem Plasma sind die Verlustmechanismen des Plasmas, bei der die Plasmadichte, die die Anzahl der freien Ladungsträger pro Volumen ist, reduziert wird [20]. Um ein stabiles Plasma aufrecht zu erhalten, ist eine ständige Energiezufuhr durch eine externe Energiequelle erforderlich. Die Energiezufuhr kann in Form von Wärme, elektromagnetischer Strahlung oder elektrischen Feldern erfolgen. Die Erzeugung des Plasmas wird nicht allein durch die Energiezufuhr bestimmt, sondern durch die Konstellation von Druck und Energiezufuhr. Innerhalb der mittleren freien Weglänge, die vom Druck bestimmt wird, müssen die Elektronen genügend Energie für die Plasmaerzeugung erhalten. Ein natürlich vorkommendes Plasma bei Atmosphärendruck ist z.B. das Feuer, das durch eine ausreichend hohe Temperatur aus einer chemischen Reaktion entsteht. Plasma entsteht auch bei einem niedrigeren Druck wie z.B. die Ionosphäre oder die Glimmentladung [20, 17].

Fast alle Plasmaprozesse in der Halbleitertechnologie finden bei einem niedrigeren Druck statt. Die Unterteilungen der Druckbereiche, die man auch als Bereiche des technischen Vakuums bezeichnen kann, sind in der Tabelle 2.2 aufgelistet [13, 21]. Neben der Angabe des Druckes ist die mittlere freie Weglänge \bar{s} eine maßgebliche Rolle zur Charakterisierung des Vakuums. Die Angabe der mittleren freien Weglänge in der Tabelle 2.2 erfolgt relativ zum Durchmesser des Rezipienten (Vakuumgefäß) D_V [13].

Tabelle 2.2: Unterteilung der Druckbereiche, wobei $1 \text{ atm} = 1013,25 \text{ mbar} = 101325 \text{ Pa}$ der Normdruck ist [14]. Für die Unterteilung der Druckbereiche kann auch die Einheit $1 \text{ Torr} = 1,33 \text{ mbar}$ verwendet werden. Die mittlere freie Weglänge \bar{s} bezieht sich auf den Durchmesser des Rezipienten D_V .

Druckbereich	Druck [mbar]	mittlere freie Weglänge [m]
Großvakuum	1 atm - 1	$\bar{s} \ll D_V$
Feinvakuum	$1 - 10^{-3}$	$\bar{s} \approx D_V$
Hochvakuum	$10^{-3} - 10^{-7}$	$\bar{s} \gg D_V$
Ultrahochvakuum	$10^{-7} - 10^{-12}$	$\bar{s} \rightarrow \infty$

Ein Plasma kann in einigen Fällen nicht gezündet werden oder zeigt ein instabiles Verhalten durch ein fluktuierendes Leuchten. Die Gründe dafür sind bei einer vorgegeben Energie ein zu hoher oder zu niedrigerer Druck.

Bei einem zu hohen Druck ist die mittlere freie Weglänge \bar{s} der Plasmateilchen zu kurz, so dass die Energieaufnahme zu gering ist und eine Ionisation der Gasteilchen unwahr-

scheinlich ist. Damit ist eine weitere Freisetzung von Elektronen nicht möglich, so dass kein Plasma gezündet werden kann.

Aber auch wenn der Druck zu niedrig ist, kann ein Plasma nicht gezündet werden. In einem begrenzten Raum, wie es in einem Rezipienten der Fall ist, ist bei einem niedrigeren Druck und damit einer großen mittleren freien Weglänge die Wahrscheinlichkeit zu gering, auf ein weiteres Gasteilchen zu stoßen und zu ionisieren. Die von den Elektronen aufgenommenen Energie wird mit großer Wahrscheinlichkeit an die Wände des Rezipienten abgegeben. Daher muss im Rezipienten ein Mindestdruck für eine Plasmaerzeugung vorhanden sein. Bei einer Unterschreitung dieses Mindestdruckes wird kein stabiles Plasma erzeugt. Bei der ICP-CVD ist nur ein stabiles Plasma im Bereich von ca. 4 mTorr bis 40 mTorr möglich.

2.3 Plasmareaktoren

Es gibt zwei Typen von Reaktoren, die bei Plasmaanlagen verwendet werden (siehe Abbildung 2.2).

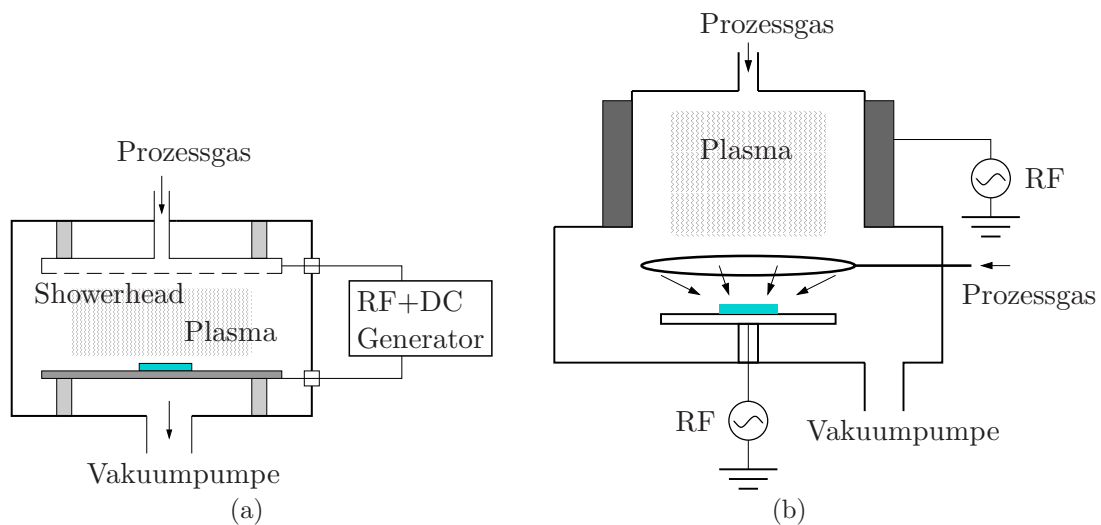


Abbildung 2.2: Reaktortypen für Plasmaanlagen: Parallelplatten-Reaktor (a) und Remote- oder Downstream-Reaktor (b).

Ein Reaktortyp ist der Parallelplatten-Reaktor. Das Plasma befindet sich zwischen zwei plattenförmigen Elektroden. Die Probe befindet sich auf der Elektrode und ist somit auch direkt dem Plasma ausgesetzt. Um eine gleichmäßige Abscheidung oder Ätzung zu erreichen, strömt das Prozessgas oder eine Prozessgas Mischung aus der oberen Elektrode, die vom Aufbau her wie eine Duschbrause aussieht und auch im Englischen als „showerhead“ bezeichnet wird [22]. Da die Probe dem Plasma direkt ausgesetzt ist, kann es dazu führen,

Tabelle 2.3: Vergleich der Plasmaquellen bei einem Parallelplattenreaktor und einem Downstream-Reaktor [15, 24].

Reaktortyp	Parallelplatten-Reaktor	Downstream-Reaktor
Plasmaquelle	kapazitive RF Entladung	hohe Plasmadichtequelle ECR- oder ICP-Quelle
Druck	100 mTorr - 2000 mTorr	0,5 mTorr - 50 mTorr
Leistung	50 W - 2000 W	100 W - 5000 W
Plasmadichte	10^9 cm^{-3} - 10^{11} cm^{-3}	10^{10} cm^{-3} - 10^{12} cm^{-3}
Ionisationsgrad	10^{-6} - 10^{-3}	10^{-4} - 10^{-1}

dass die Oberfläche der Probe durch den Ionenbeschuss vom Plasma beschädigt wird. Im Parallelplatten-Reaktor müssen auch Prozessgase verwendet werden, die sich leicht spalten lassen. Für die Abscheidung von SiN_x wird in einem Parallelplatten-Reaktor eher Ammoniak NH_3 anstatt Stickstoff N_2 verwendet, da für Ammoniak eine geringere Energie zur Dissoziation notwendig ist. Es kann auch Stickstoff verwendet werden [23], doch dafür wäre mehr Energie notwendig, was zu einem stärkeren Ionenbeschuss auf die Probe führt.

Es ist somit nahe liegend, dass die Nachteile dadurch umgangen werden, indem sich das Plasma außerhalb der Probenkammer befindet und die Radikale und Ionen, die vom Plasma erzeugt werden, zur Probenkammer geführt werden [3, 12]. Dadurch wird der Ionenbeschuss vermieden. Das Plasma kann dadurch eine viel höhere Energie aufnehmen, was die Anwendung von schwer dissoziierendem Prozessgas wie Stickstoff ermöglicht. Diese Reaktoren, die das Plasma außerhalb der Probenkammer zünden, werden als Remote-Reaktoren bezeichnet (siehe Abbildung 2.2(b)). Ein Prozessgas wie z.B. Stickstoff wird von oben in die Plasmakammer injiziert und durch das Plasma dissoziiert. Durch das ständige Nachströmen des Prozessgases und das Abpumpen in der unteren Probenkammer entsteht ein Druckgradient, so dass die Plasmabestandteile in die Probenkammer strömen. Da diese Bestandteile von oben nach unten strömen, bezeichnet man dies als „downstream“, was die weitere Bezeichnung „Downstream-Reaktor“ für diesen Reaktortyp ist. Die anderen Prozessgase wie z.B. Silan SiH_4 werden in die Probenkammer injiziert, wo diese dann mit den nach unten herabströmenden Radikalen reagieren. Das getrennte Einströmen ist notwendig. Würde man alle Prozessgase in die Plasmakammer von oben injizieren, würde die Abscheidung bereits in der oberen Plasmakammer stattfinden.

Wie es bereits im Kapitel 2.2 beschrieben wird, ist der Druck einer der Kriterien für die Stabilität des Plasmas. Die Plasmaprozesse finden in einem Parallelplattenreaktor

bei einem höheren Druck statt als bei einem Downstream-Reaktor (siehe Tabelle 2.3). Bei einem zu niedrigeren Druck, ist die Wahrscheinlichkeit für einen Zusammenstoß mit anderen Gasteilchen zu gering und die Plasmateilchen würden die Energie eher an die Wände vom Rezipienten abgeben. Eine Energieerhöhung würde zu der bereits erwähnten Beschädigung durch Ionenbeschuss führen. Bei einem Remote-Reaktor kann dagegen dem Plasma eine wesentlich höhere Leistung zugeführt werden. Zusätzlich kann der Druck abgesenkt werden, wodurch eine höhere Plasmadichte (engl.: high density plasma) vorhanden ist, was zu einem höheren Ionisationsgrad und einem höheren Grad an Dissoziation führt [12, 15, 24].

2.4 Self-Bias des Plasmas

Bei einem Parallelplatten-Reaktor sind die Elektroden wie zwei Kondensatorplatten angeordnet, zwischen denen sich das Plasma befindet. Das Plasma wird somit kapazitiv angeregt. Bei dieser kapazitiven Anregung kann man an einer der Elektroden einen vom Plasma erzeugten Spannungsabfall messen, obwohl keine DC-Spannung von außen angelegt wird (siehe Abbildung 2.3). Diese vom Plasma generierte Spannung bezeichnet man als „Self-Bias“ U_{Bias} [25, 15, 26]. Bei der ICP-CVD, die als Downstream-Reaktor realisiert ist, kann eine kapazitive Anregung durchgeführt und somit eine DC-Spannung gemessen werden.

Dieses „Self-Bias“ hat zur Folge, dass die positiven Ionen zur negativ geladenen Elektrode beschleunigt werden. Durch die Messung der negativen Spannung an der Elektrode erhält man eine Aussage über die Energie, mit der die Ionen auf den Wafer auftreffen. Bei einer hohen negativen Spannung ist die zur Verfügung stehende Energie größer, wodurch die Ionen eine höhere kinetische Energie erhalten. Beim Abscheiden von Schichten bewirkt das Self-Bias eine höhere mechanische Verspannung und eine höhere Schichtdichte [22]. Beim Sputtern ist diese kinetische Energie erforderlich, um das gewünschte Material aus dem Target herauszuschlagen (siehe Kapitel 2.7).

Die Ursache für das Self-bias ist die größere Masse der Ionen gegenüber den Elektronen, die vom Plasma generiert werden, wobei das Plasma durch ein Wechselfeld angeregt wird. Die Frequenz des Wechselfeldes bzw. die Plasmaanregungsfrequenz beträgt 13,56 MHz und ist durch eine internationale Vereinbarung bestimmt worden, um Störungen der Kommunikationsnetze zu vermeiden [12, 27]. Die Ionen können dem von außen angelegten Wechselfeld weniger schnell folgen als die Elektronen, so dass durch das Wechselfeld eine Ladungstrennung stattfindet. Die trägeren positiven Ladungen befinden sich zwischen den Parallelplatten, während die Elektronen auf die Elektroden auftreffen. Eine der beiden

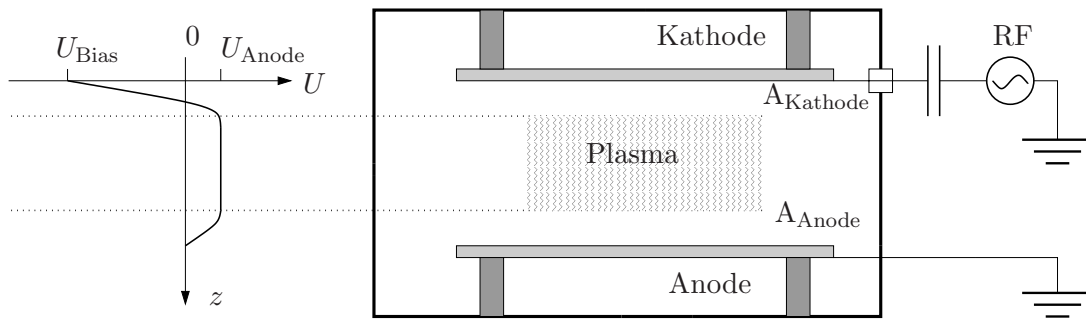


Abbildung 2.3: Self-Bias U_{Bias} bei einem Plasmaprozess.

Elektroden ist über einen Kondensator mit dem Generator verbunden (siehe Abbildung 2.8). Da die auftreffenden Elektronen dadurch nicht ungehindert abfließen können, wird die Elektrode negativ aufgeladen. Die negative Aufladung der gleichstrommäßig isolierten Elektrode wirkt dem Elektronenfluss entgegen, bis im zeitlichen Mittel ein negatives Potential erreicht wird, die den Elektronenfluss und damit einer weiteren Aufladung der Elektrode unterbindet. Das dabei entstandene Spannungspotential zwischen der negativ aufgeladenen Elektrode und der positiven Aufladung zwischen den Elektroden ist das Self-Bias U_{Bias} [25, 15, 26].

Das „Self-Bias“ wird von den unterschiedlichen Flächen der beiden Elektroden beeinflusst (siehe Gl. 2.1)[28]. Die gleichstrommäßig abgekoppelte Elektrode mit der Fläche $A_{Kathode}$ ist kleiner als die gegenüberliegende Elektrode, wobei diese Elektrode mit dem Gehäuse des Rezipienten verbunden und damit die größere Fläche A_{Anode} darstellt. Da der Strom vom Plasma zu den beiden Elektroden gleich groß ist, ist bei einer kleineren Fläche die Stromdichte $A_{Kathode}$ größer und somit der Spannungsabfall zwischen dieser Elektrode und dem Plasma größer. Dadurch wird eine ungleichmäßige Aufladung der beiden Elektroden erreicht [25, 26, 28].

$$\frac{|U_{Bias}| + U_{Anode}}{U_{Anode}} = \left(\frac{A_{Anode}}{A_{Kathode}} \right)^4 \quad (2.1)$$

2.5 CVD- und Plasma-Anlagen

Dielektrische Schichten können als Ätzmasken, Isoliermaterialien oder Bestandteile von elektronischen Bauelementen verwendet werden. Aber auch zur optischen Anwendung wie Antireflexionsschichten AR oder hochreflektierende Bragg-Reflektoren DBR können dielektrische Materialien verwendet werden. Die Herstellung der dielektrischen Schichten kann durch Anlagen erfolgen, die die erforderliche Energie für die chemischen Reaktio-

Tabelle 2.4: Auflistung der Anlagen zur Herstellung von dielektrischen Schichten.

Anlage	Abscheidung	Druck	Temperatur	Literatur
APCVD	thermisch	1 atm	400°C ... 1150°C	[3, 16]
LPCVD	thermisch	100 mTorr ... 5000 mTorr	400°C ... 900°C	[16, 3, 19]
PECVD	Plasma	100 mTorr ... 2000 mTorr	250°C ... 400°C	[3, 19, 30]
ICP-CVD	Plasma	3 mTorr ... 50 mTorr	< 100°C	

nen durch eine thermische Energiezufuhr (pyrolytisch) [22, 29] oder durch ein Plasma liefern. Weitere Unterscheidungsmerkmale der Anlagen sind der Druckbereich, in dem die Prozesse stattfinden, und der Temperaturbereich, die während der Schichtabscheidung vorhanden ist. Eine Auflistung der Anlagen ist in der Tabelle 2.4 angegeben. In der Tabelle ist bei allen Anlagen die Endung CVD zu sehen, das die Abkürzung aus dem Englischen für Gasphasenabscheidung „chemical vapour deposition“ ist. Unter der chemischen Gasphasenabscheidung versteht man eine Abscheidung von Schichten auf einem Substrat, die durch eine chemische Reaktion zwischen gasförmigen Stoffen erfolgt. In den folgenden Kapiteln wird auf die in der Tabelle 2.4 aufgelisteten CVD-Anlagen eingegangen.

2.5.1 APCVD

Eine vom Aufbau einfache Anlagen ist die APCVD (engl.: atmospheric pressure chemical vapour deposition). Diese Anlage war auch einer der ersten CVD-Anlagen, die in der Mikroelektronik verwendet wurde [16, 22] und wird auch heute noch angewendet. Neben der Herstellung von dielektrischen Schichten können mit der APCVD kristallines Silizium Si, amorphes Silizium a-Si und polykristallines Silizium poly-Si hergestellt werden [3]. Die APCVD ermöglicht die Abscheidung von Siliziumnitrid SiN_x mit einem Stöchiometrieverhältnis von Silizium zu Stickstoff mit $x = \text{Si}/\text{N} = 3/4$, was in dieser Arbeit mit stöchiometrischen Siliziumnitrid Si_3N_4 bezeichnet wird [31, 22].

Bei der APCVD dient das Substrat als Grundfläche für die ablaufenden chemischen Reaktionen, wobei das Substrat selbst nicht mit den Gasen reagiert. Die Abscheidung kann somit auf jedem Substrat erfolgen, unter der Voraussetzung, dass es die entsprechende Temperatur für die Abscheidung unbeschädigt übersteht. Innerhalb der APCVD erfolgen die chemischen Reaktionen durch pyrolytische Prozesse, bei der die Temperatur bis 1150°C betragen kann. Die Prozessgase gelangen zur Oberfläche des Substrates und werden durch die hohen Temperaturen auf der Oberfläche dissoziiert, wodurch die chemischen Reaktionen für die Abscheidung ablaufen.

2.5.2 LPCVD

Die CVD-Prozesse können auch bei niedrigerem Druck (< 5 Torr) durchgeführt werden. In diesem Fall spricht man von Niederdruck-CVD LPCVD (engl.: low pressure CVD). Wie bei der APCVD sind die Prozesse der LPCVD ebenfalls pyrolytische Prozesse, die an der Substratoberfläche stattfinden. Die Vorteile bei Niederdruckprozessen sind der reduzierter Gasverbrauch und der schnellere Austausch der Reaktionspartner. Außerdem können bei einem niedrigeren Druck keine heftigen oder explosionsartigen Prozesse stattfinden, was die Sicherheit deutlich erhöht. Es lassen sich wie bei der APCVD stöchiometrisches Dielektrikum wie SiO_2 und Si_3N_4 abscheiden [22, 16]. Der Nachteil bei der LPCVD ist der höhere technische Aufwand, der für den Unterdruckbereich erforderlich ist.

LPCVD-Prozesse zeichnen sich gegenüber den APCVD-Prozessen dadurch aus, dass bei einer geringeren Temperatur abgeschieden wird. Weitere Vorteile der LPCVD sind eine gute Uniformität der Schichtdicke, d.h. eine gleichmäßig Schichtdicke auf dem gesamten Substrat, und eine konforme Stufenabdeckung. Die Ursache dafür ist, dass die Abscheiderate an jeder Stelle der Oberfläche gleich ist, so dass auch Stufen konform abgedeckt werden, was im Englischen als „step coverage“ bezeichnet wird [16]. Die gute Uniformität der Schicht und die konforme Stufenabdeckung der LPCVD sind dadurch zu erklären, dass die CVD-Prozesse hauptsächlich reaktionsbestimmend sind und nicht wie bei der APCVD diffusionsbestimmend. Bei der ICP-CVD im Kapitel 4.2.4 wird sich herausstellen, dass der reaktionsbestimmende Prozess dominiert. Der Einfluss dieser Prozesse ist skizzenhaft für eine Stufenabdeckung in Abbildung 2.4(b) und 2.4(c) zu sehen. Für einen diffusionsbestimmenden oder reaktionsbestimmenden Prozess sind zwei wesentliche Faktoren entscheidend.

Ein entscheidender Faktor ist die Abscheiderate und damit die Reaktionsrate an der Oberfläche des CVD-Prozesses. Bei den pyrolytischen Prozessen wird die Reaktionsrate von der Temperatur des Substrates bestimmt. Der andere Faktor ist der Druck. Der Druck hat Einfluss auf die Diffusionskonstante und damit Einfluss auf den Gasfluss der Prozessgase zur Substratoberfläche. Der Zusammenhang zwischen Druck, Temperatur und Abscheiderate ist schematisch in Abbildung 2.4(a) dargestellt [16, 25].

Ein hoher Druck und eine hohe Temperatur, wie es bei der APCVD der Fall ist, führen zu schnell ablaufenden chemischen Reaktionen bei der Abscheidung, so dass die Prozessgase nicht schnell genug nachgeliefert werden können. Die Abscheidung wird von der Diffusion der Gase maßgeblich bestimmt (siehe Abbildung 2.4(b)). Dadurch kann die Gaskonzentration direkt oberhalb der Substratoberfläche schwanken, was zu einer schlechteren Uniformität und Stufenabdeckung führt [25, 13, 19].

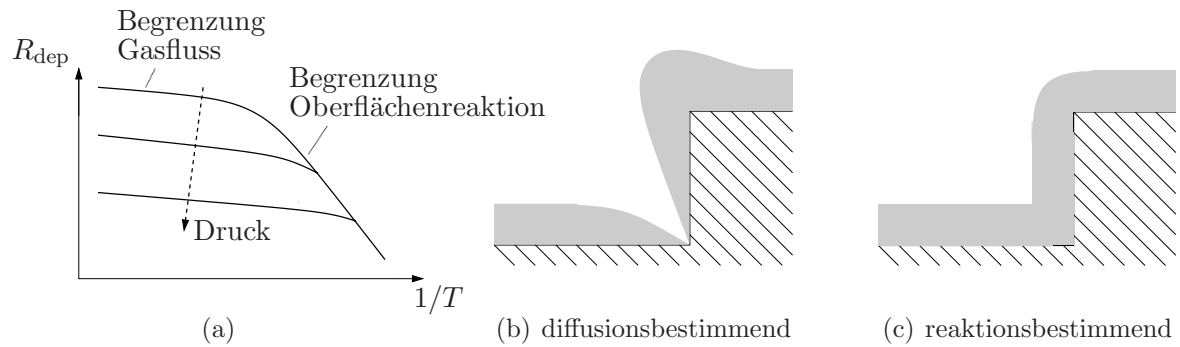


Abbildung 2.4: Stufenabdeckung bei CVD-Prozessen. (a) Zusammenhang zwischen Druck, Temperatur und Abscheiderate. (b) Diffusionsbestimmte Abscheidung bei hohem Druck und hoher Temperatur. (c) Konforme Stufenabdeckung mit reaktionsbestimmter Abscheidung bei niedrigerem Druck und geringerer Temperatur.

Da die Temperatur und der Druck bei den LPCVD-Prozessen kleiner als bei APCVD-Prozessen ist, ist die Abscheiderate bzw. die Reaktionsrate niedriger, so dass es sich um einen reaktionsbestimmenden Prozess handelt (siehe Abbildung 2.4(c)). Die Schicht wird dadurch gleichmäßig auf dem Substrat und auch auf die Kanten abgeschieden. Die Voraussetzung ist eine gleichmäßige Temperaturverteilung auf der Probenoberfläche.

2.5.3 PECVD

Die für die chemischen Reaktionen hohen Temperaturen zur Abscheidung von dielektrischen Schichten, wie es bei der APCVD und LPCVD mit $T_{\text{dep}} > 400^\circ\text{C}$ der Fall ist, können vermieden werden, wenn ein Plasma die Energiezufuhr für die ablaufenden chemischen Reaktionen liefert. Die CVD-Anlagen werden deshalb als plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung PACVD (engl.: plasma assisted chemical vapour deposition) bezeichnet. Der gebräuchlichere Name ist PECVD für „plasma enhanced chemical vapour deposition“. Für diese Arbeit wird die Bezeichnung PECVD verwendet. Mit der PECVD können dielektrische Schichten bei Temperaturen unterhalb von $< 400^\circ\text{C}$ hergestellt werden. Ein CVD-Prozess bei niedrigerer Temperatur kann vorteilhaft für die direkte Abscheidung von temperaturempfindlichen Materialien oder Bauelementen sein. Die ablaufenden Plasmaprozesse sind im Kapitel 2.1 beschrieben.

Die ICP-CVD kann als Spezialfall der PECVD angesehen werden, worauf im folgenden Kapitel eingegangen wird.

2.6 ICP-CVD

Die ICP-CVD wird in dieser Arbeit für die Entwicklung und Herstellung von MOEMS-Komponenten verwendet, bei der dielektrische Einzel- oder Mehrfachschichten für optische Anwendungen verwendet werden. Die Anlage stammt von der Firma „Oxford Instrument Plasma Technology“ OIPT² und ist in Abbildung 2.5(a) zu sehen. Abbildung 2.5(b) zeigt einen Einblick in die Kammer, wenn ein Plasma gezündet ist.

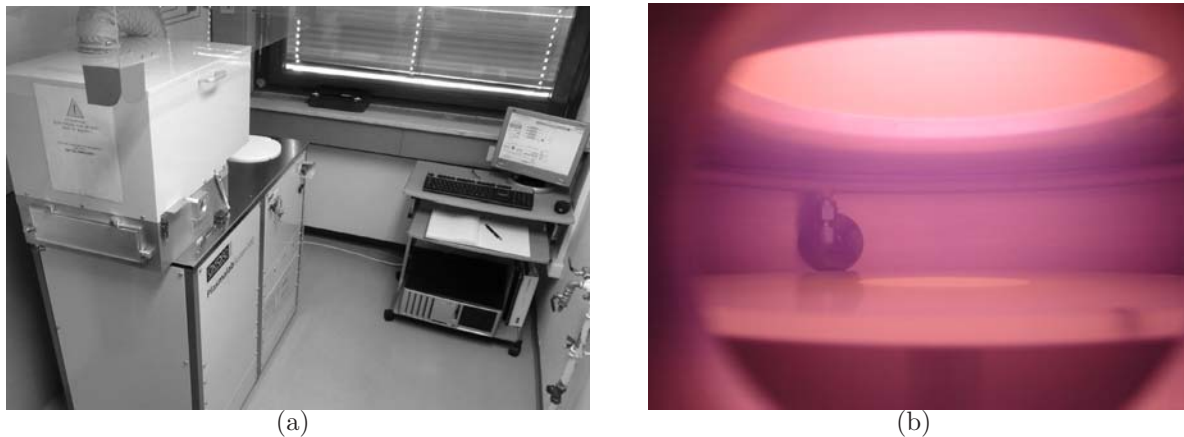


Abbildung 2.5: ICP-CVD (a) und Blick in den Rezipienten bei gezündetem Plasma (b).

Die Bezeichnung ICP-CVD kennzeichnet eine PECVD, die mit einer induktiv gekoppelten Plasmaquelle die Energie für das Plasma liefert. Das Plasma für die Abscheidung wird über ein elektromagnetisches Wechselfeld innerhalb des Rezipienten gezündet, dass durch eine Induktionsspule induziert wird (siehe Abbildung 2.6). Darum wird diese Quelle als induktiv gekoppelte Plasmaquelle bezeichnet, was im Englischen als ICP für „inductively coupled plasma“ abgekürzt wird. Man kann diese Anlage auch als PECVD mit ICP-Quelle bezeichnen oder als ICP-PECVD. Für diese Arbeit wird der Begriff ICP-CVD verwendet.

Der Vorteil der ICP-CVD ist die Abscheidung von dielektrischen Schichten SiO_x , SiN_x und SiO_xN_y unterhalb von $T_{\text{dep}} < 100^\circ\text{C}$ mit einer Schichtqualität³, die mit der Schichtqualität einer PECVD-Schicht bei $T_{\text{dep}} = 300^\circ\text{C}$ vergleichbar ist (siehe dazu Kapitel 4.2.3). Dadurch wird der Anwendungsbereich für temperaturempfindliche Materialien und Bauelementen wie z.B. Fotolack, Halbleiterlaser oder Transistoren vergrößert.

Abbildung 2.6 zeigt die Struktur der ICP-CVD. Es handelt sich um einen Downstream-Reaktor, mit dem ein Plasma mit hoher Dichte erzeugt wird (siehe Kapitel 2.3). Die Probe ist nicht direkt dem Plasma und damit den Ionenbeschuss ausgesetzt ist. Zum

²Bei OIPT ist die Anlage mit „Plasmalab System 100 - WorkNo.: 94-417751“ gekennzeichnet.

³Die Begriffe Schicht und Film sind in dieser Arbeit äquivalent.

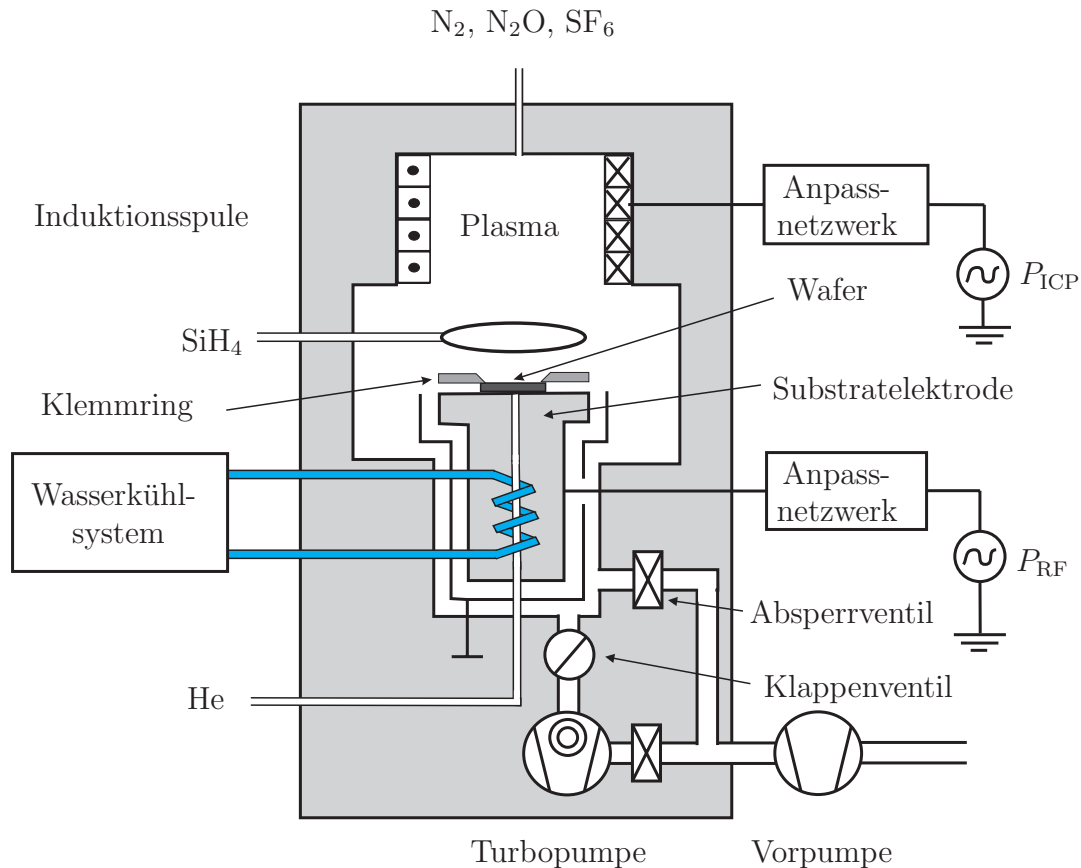


Abbildung 2.6: Aufbau der ICP-CVD

Transferieren der Probe in den Rezipienten wird der Rezipient auf Atmosphärendruck belüftet und geöffnet⁴. Um den Einfluss der Gase aus der Atmosphäre zu verringern, sollte der Rezipient nach dem Evakuieren und vor der Plasmaabscheidung mehrmals mit Stickstoff N_2 gespült werden, was die Konzentration der Atmosphäregase und damit deren Einfluss auf die Abscheidung verringert.

Für die Abscheidung von Schichten stehen bei der ICP-CVD fünf Prozessparameter zur Verfügung, die in der Tabelle 2.5 mit den einstellbaren Bereichen aufgelistet sind. Diese sind der Druck P_{dep} , die Temperatur T_{dep} während der Abscheidung, die Gasflüsse der Prozessgase sowie die Leistung von zwei Generatoren P_{ICP} und P_{RF} . Durch die Variation der fünf Prozessparameter können die Schichteigenschaften gezielt beeinflusst werden, was im Kapitel 4 untersucht wird.

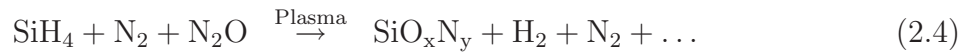
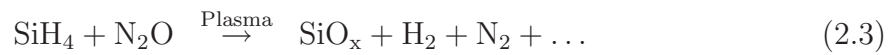
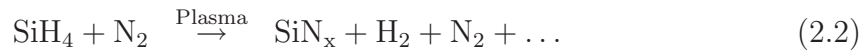
Die ICP-CVD wird über einen Computer gesteuert, von wo aus die Prozessabläufe eingestellt und kontrolliert werden. Es können somit komplexe und zeitaufwendige Prozesse als Rezepte in einem Programm erstellt werden. Dies vereinfacht die Herstellung von Mehrfachschichten wie einen Bragg-Reflektor.

⁴Dieses Vakuumsystem wird auch als „open-load-system“ bezeichnet.

Tabelle 2.5: Überblick der Prozessparameter von der ICP-CVD für die Abscheidung von dielektrischen Schichten und deren einstellbare Bereiche.

Prozessparameter	einstellbarer Bereich
induktiver Plasmagenerator P_{ICP}	max 600 W @ 13,56 MHz
kapazitiver Plasmagenerator P_{RF}	max 300 W @ 13,56 MHz
Druck P_{dep}	0 mTorr - 100 mTorr (Hochvakuum)
Abscheidetemperatur T_{dep}	20°C - 95°C
Prozessgas SiH_4	max 30 sccm
Prozessgas N_2 , N_2O	max 50 sccm

Für die Abscheidung von SiN_x werden die Prozessgase SiH_4 und N_2 verwendet, für SiO_x die Prozessgase SiH_4 und N_2O und für SiO_xN_y ein Gasgemisch aus N_2 , N_2O und SiH_4 . Die Reaktionsabläufe für die dielektrischen Schichten sind in den Gleichungen 2.2 bis 2.4 dargestellt. Eine genaue stöchiometrische Angabe ist wegen den komplexen Vorgängen innerhalb des Plasmas nicht möglich.



Alle Prozessgase haben eine Gasreinheit von 5.0⁵. Zum Reinigen der Kammer des Rezipienten wird ein Plasma mit Schwefelhexafluorid (Reinheit 4.8 = 99.998 %) verwendet, dass die an den Kammerwänden abgeschiedenen dielektrischen Schichten entfernt.

Die Prozessgase Stickstoff N_2 und Distickstoffoxid N_2O werden von oben in die Kammer injiziert und das Prozessgas Silan SiH_4 unten durch einen Ring eingeleitet (siehe Abbildung 2.6). Durch die Injektion des Silans SiH_4 durch den Ring, in dessen Mitte sich die Probe befindet, wird eine gleichmäßige Abscheidung über den Wafer ermöglicht. Die Gasflüsse der Prozessgase, die auch als Gasströme oder PV-Durchfluss bezeichnet werden und die Einheit sccm für Standard-Kubikzentimeter⁶ haben, werden von Massendurchflussreglern MFC (engl.: mass flow controller) kontrolliert [12], die vom Computer aus angesteuert werden.

⁵Die Bezeichnung 5.0 bedeutet, dass die erste Ziffer „5“ die Anzahl der 9 in der Prozentangabe angibt und die letzte Ziffer die letzte Zahl in der Prozentangabe ist, wie z.B. 5.0 = 99.9990 %.

⁶Gasfluss = Volumen · Druck / Zeit bei Normdruck 1013,25 mbar und Normtemperatur 273,15 K. Die Umrechnung von sccm in mbar l/s ist 1 sccm = 1 cm³/min · 1013 mbar = 1,69 · 10⁻² mbar l/s.

Zur Erzeugung und Aufrechterhaltung des Plasmas stehen zwei RF-Plasmageneratoren zur Verfügung, die separat oder gemeinsam ein Plasma zünden bzw. aufrechterhalten. Ein Plasmagenerator ist über ein Anpassnetzwerk (AMU - Automatching Unit) an die Induktionsspule angeschlossen und hat eine maximale Leistung von 600 W (siehe Abbildung 2.6). Der Generator arbeitet bei einer Frequenz von 13,56 MHz und koppelt die Leistung über die Induktionsspule in das Plasma. Der Einfluss der in das Plasma induktiv eingekoppelten Leistung wird als Prozessparameter P_{ICP} gekennzeichnet. Der zweite RF-Plasmagenerator arbeitet bei der gleichen Frequenz und ist über ein Anpassnetzwerk an die untere Substratelektrode angeschlossen. Dieser Generator koppelt die Leistung in das Plasma kapazitiv ein und bewirkt eine Beschleunigung der Ionen zur Substratelektrode, auf der sich die Probe für die Beschichtung befindet. Dieser Sachverhalt ähnelt den Vorgängen innerhalb eines Parallelplattenreaktors, bei der die Leistung in das Plasma kapazitiv eingekoppelt wird. Der Prozessparameter von diesem Generator wird als P_{RF} bezeichnet.

In der ICP-CVD kann ein Wafer mit einem Durchmesser von 2 Zoll (ca. 5 cm) beschichtet werden. Der Wafer wird mit einem Klemmring, der eine gelochte Quarzplatte ist, auf der Substratelektrode fixiert (siehe Abbildung 2.6). Zum einen soll durch die mechanische Fixierung ein Verrutschen der Probe während des Evakuierens des Rezipienten verhindert werden. Zum anderen wird eine Waferrückseitenkühlung mit einem Gas ermöglicht, wobei das Gas als Wärmeleiter verwendet wird und eine konstante und gleichmäßige Temperatur des Wafers während der Abscheidung erreicht wird. Das inerte Gas Helium wird wegen der guten Wärmeleitfähigkeit zwischen dem Wafer und der Substratelektrode eingeleitet. Für alle in dieser Arbeit durchgeführten Abscheidungen beträgt der Druck zwischen dem Wafer und der Substratelektrode $P_{\text{He}} = 2 \text{ Torr}$. Da die Dauer der Abscheidung für einen hochreflektierenden Bragg-Spiegel mehr als 5 Stunden betragen kann, ist die Heliumrückseitenkühlung notwendig. Die Temperatur der Substratelektrode und damit die Temperatur des Wafers werden mit einem Wasserkreislaufsystem reguliert, was eine maximale Abscheidetemperatur von 100 °C ermöglicht.

Das Pumpsystem für die ICP-CVD besteht aus einer Turbopumpe mit einer Pumpleistung von 400 Liter/sec und wird von einer Vorpumpe, die eine Drehschieberpumpe ist, unterstützt. Die unterstützende Funktion der Vorpumpe lässt sich dadurch erklären, dass die Turbopumpe unterhalb eines Druckes von ca. 0,1 Torr wirkungsvoll arbeitet, da erst unterhalb von diesem Druck eine molekulare Strömung vorliegt [13, 21]. Die Regulierung des Drucks erfolgt über ein Klappenventil, das sich zwischen dem Rezipienten und der Turbopumpe befindet (siehe Abbildung 2.6). Die Ansteuerung dieses Ventils⁷ erfolgt

⁷engl.: automatic pressure control - APC

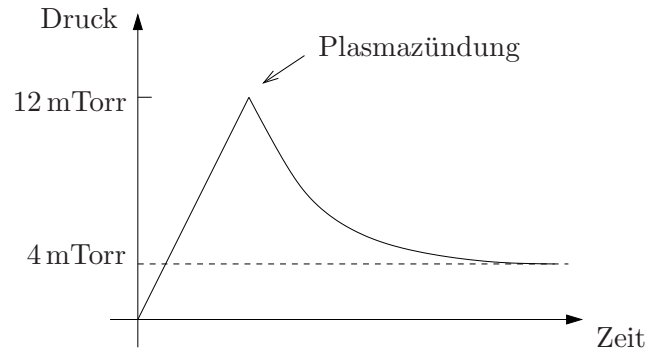


Abbildung 2.7: „Low Pressure Strike“-Ablauf: Das Plasma zündet bei 12 mTorr und wird anschließend auf den gewünschten Druck von 4 mTorr gesenkt. Ein direktes Plasmazünden bei 4 mTorr führt zu Fluktuationen des Plasmas.

durch den Computer. Beim Evakuieren wird das Absperrventil geöffnet, so dass der Rezipient zuerst mit der Vorpumpe verbunden ist. Wenn der Druck innerhalb des Rezipienten unterhalb von 0,1 mTorr gefallen ist, wird das Absperrventil geschlossen und die Ventile zwischen dem Rezipienten und der Turbopumpe und zwischen der Turbopumpe und der Vorpumpe geöffnet, so dass der Druck innerhalb des Rezipienten weiter absinkt. Der Rezipient kann bis zu einem minimalen Druck von $< 2 \cdot 10^{-5}$ Torr abgepumpt werden.

Die Messung des Druckes erfolgt von zwei Messgeräten. Vor der Plasmazündung bzw. vor der Abscheidung wird das Vakuum mit einem Ionisationsvakuummeter (engl.: penning) gemessen. Wenn das Plasma aktiv ist, wird der Druck von einem Baratron gemessen, dass man auch als kapazitives Membranmanometer (engl.: capacitance manometer (CM) gauge) bezeichnet⁸.

Wie es bereits im Kapitel 2.2 beschrieben wird, kann es bei der Plasmazündung zu Fluktuationen im Plasma kommen, wenn der Druck zu niedrig ist. Bei der ICP-CVD besteht die Möglichkeit das Plasma bei einem höheren Druck zu zünden und nach der Zündung den Druck innerhalb des Rezipienten allmählich abzusenken. Dies wird im Programm unter dem Begriff „Low Pressure Strike“ gekennzeichnet, dessen zeitliche Abfolge in Abbildung 2.7 dargestellt ist. Das Verfahren kann aber auch nur bis zu einer unteren Grenze genutzt werden, da bei einem zu niedrigeren Druck das Plasma zu fluktuieren droht.

⁸Man kann vereinfacht sagen, dass das Penning die Qualität des Vakuums misst, während das Baratron für die Prozessabläufe verwendet wird.

2.7 Sputtern und Reaktives-Ionenätzen

Neben den plasmaunterstützten CVD-Anlagen, die zur Herstellung von dielektrischen Schichten verwendet werden, kann das Plasma auch zum Sputtern und zum Ätzen verwendet werden. Für die Herstellung der in dieser Arbeit entwickelten MOEMS-Komponenten werden das Sputtern von Nickel sowie das RIE-Ätzen bei der Ätzung von dielektrischen Mehrfachschichten verwendet.

Das Sputtern wird auch als Kathodenzerstäubung bezeichnet, mit der dünne metallische oder dielektrische Schichten hergestellt werden. Diese Schichten können als Ätzmasken, als Opferschichten für MOEMS-Komponenten oder im Fall von metallischen Schichten als Leiterbahnen angewendet werden. Beim Sputtern wird zwischen zwei plattenförmigen Elektroden innerhalb des Rezipienten ein elektrisches Gleich- oder Wechselfeld angelegt (siehe Abbildung 2.8(a)). Elektronen werden darin beschleunigt und ionisieren das zwischen den Elektrodenplatten befindliche Gas. In den meisten Fällen wird das Edelgas Argon Ar verwendet. Die positiv geladenen Ionen werden zur Kathode, das auch als Target bezeichnet wird, hin beschleunigt. Die Kathode besteht dabei aus dem auf die Probe aufzubringenden Material. Beim Aufprall der ionisierten Gasatome wird das Material aus der Kathode herausgeschlagen bzw. zerstäubt, wobei die ionisierten Gasatome durch Elektronenaufnahme an der Kathode entladen werden. Das herausgeschlagene, elektrisch neutrale Targetmaterial diffundiert innerhalb des Rezipienten und scheidet dann auf dem Substrat ab. Besteht die Kathode aus einem Metall wie z.B. Nickel, dann kann ein starkes elektrisches Gleichfeld angelegt werden. Bei einem nicht leitenden Material wie SiO_2 würde sich die Kathode positiv aufladen und der Sputterprozess würde zum Erliegen kommen. Darum wird zum Sputtern der nichtleitenden Materialien ein Wechselfeld angelegt.

Der Aufbau einer Sputterätzanlage oder RIE-Anlage entspricht der einer Sputteranlage und wird zum Entfernen von Schichten verwendet. Die Sputterätzanlage oder RIE-Anlage unterscheidet sich gegenüber der Sputteranlage durch eine andere Polung der Elektroden (siehe Abbildung 2.8). Das Sputterätzen ist ein rein physikalisches Ätzen. Die Elektrode, an der die Probe fixiert ist, ist negativ aufgeladen, so dass die positiv ionisierten Gasatome auf die Probe aufschlagen und dadurch die Schichten mechanisch entfernen (siehe Abbildung 2.8(b)). Durch die gerichteten Bewegungen der Ionen im Plasma wird eine vertikale Ätzung erreicht und steilere Kanten werden geätzt.

Mit den entsprechenden Gasen kann neben dem physikalischen Ätzen noch eine chemische Komponente hinzugefügt werden. So kann für das Trockenätzen von dielektrischen Materialien z.B. das Gas Schwefelhexafluorid SF_6 verwendet werden. Durch die Bildung von neutralen Radikalen und reaktiven Ionen finden physikalische und chemische Ätzprozesse

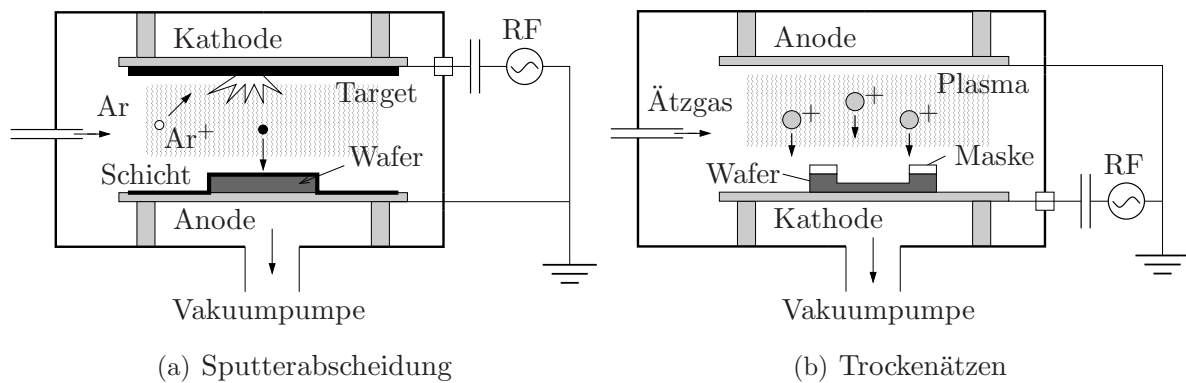


Abbildung 2.8: Beim Sputtern und beim Trockenätzen wird ein Plasma zwischen den Elektroden gezündet. (a) Argon wird durch das Plasma ionisiert und schlägt auf das Target auf. Das Targetmaterial scheidet auf der Probe ab. (b) Bei einer Umpolung der Elektroden kann anstatt einer Abscheidung eine Trockenätzung durchgeführt werden.

statt [13]. Dieses Trockenätzverfahren wird als reaktives Ionenätzen RIE (engl.: reactive ion etching) bezeichnet, bei der die Vorteile des chemischen Ätzens und des physikalischen Ätzens miteinander verknüpft werden. Beim chemischen Ätzen ist es die hohen Selektivität und beim physikalischen Ätzen ist es die Anisotropie.

2.8 Weitere CVD-Anlagen

Die CVD-Anlagen unterscheiden sich nicht nur hinsichtlich Druck, Temperatur und Dissoziation der Prozessgase, wie es in der Tabelle 2.4 auf S. 18 gezeigt wird. Bei einer genaueren Betrachtung sind weitere Unterscheidungsmerkmale erkennbar. Hierzu einige Beispiele:

Ein Unterscheidungsmerkmal ist die Erzeugung des Plasmas durch verschiedene Quellen. Man kann den Downstream-Reaktor auch mit einer ECR-Quelle anstatt mit einer ICP-Quelle verwenden. ECR ist die Abkürzung für Elektronenzyklotron-Resonanz ECR (engl.: electron cyclotron resonance). Die entsprechende Bezeichnung für diese PECVD sind in der Literatur als ECR-CVD oder ECR-PECVD bekannt [32, 33]. Anstatt das Plasma induktiv wie bei einer ICP-CVD anzuregen, werden die Elektronen bei einer ECR-CVD mit einem Mikrowellenresonator auf Kreisbahnen geführt [12, 17]. Die ECR-CVD und die ICP-CVD sind aber mit Ausnahme der Plasmaquelle vom Aufbau identisch.

Eine weitere Plasmaquelle für die Abscheidung ist die Verwendung von Photonen. Als Quelle für die Photonen werden UV-Strahlungsquellen oder Laser LCVD (engl.: laser induced CVD) verwendet. Die entsprechenden Prozessgase absorbieren die Energie der

Photonen und werden für die chemische Reaktion aktiviert. Diese Anlagen werden als PHCVD (engl.: photon induced CVD) bezeichnet [22, 16].

Weitere Unterscheidungsmerkmale sind neben den Plasmaquellen die verwendeten Prozessgase. Für die Abscheidung von SiO_x können auch die Prozessgase TEOS, was die Abkürzung für Tetraethylorthosilicate $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$ ist, und Sauerstoff O_2 verwendet werden. Durch diese Gaskombination wird eine konformere Stufenabdeckung erreicht [16].

Eine weitere CVD-Anlage ist die MOCVD, die zum Aufwachsen kristalliner III-V-Halbleiter wie GaAs verwendet wird. MOCVD ist die Abkürzung für Metallorganischen Gasphasenepitaxie (engl.: metal organic chemical vapour deposition). Der Begriff Metallorganische CVD leitet sich aus einem der verwendeten Prozessgase ab, da die Elemente der III-Gruppe als metallorganische Verbindungen vorliegen. Die Elemente der V-Gruppe sind Hydride, bei der die Elemente als eine Verbindung mit Wasserstoff vorliegen [12]. Die Energie für die chemische Reaktion erfolgt durch eine thermische Energiezufuhr. Der Wafer dient als Grundfläche für die darauf ablaufenden chemischen Reaktionen, wobei die Kristallrichtung der aufzuwachsenden Schicht von dem darunter liegenden Wafer vorgegeben wird.

Kapitel 3

Messverfahren zur Schichtanalyse

Die ICP-CVD ermöglicht zwar die Abscheidung von dielektrischen Schichten, doch welche Eigenschaften die abgeschiedenen Schichten haben, muss durch entsprechende Messgeräte ermittelt werden. Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt in der Beschreibung dieser Messgeräte und Messverfahren, die für die Untersuchung der dielektrischen Einzelschichten verwendet werden. Die Untersuchung der Eigenschaften der dielektrischen Schichten, deren Ergebnisse im Kapitel 4 beschrieben werden, bezieht sich auf:

- Brechungsindex n ,
- Abscheiderate R_{dep} ,
- mechanische Verspannung (Stress) σ ,
- Schichtqualität.

Diese Eigenschaften sind für die Realisierung der MOEMS-Komponenten von besonderer Bedeutung. Der Brechungsindex n und die Schichtdicke d_{Film} beeinflussen die optischen Eigenschaften des DBRs. Die Messungen hierzu erfolgen mit einem Ellipsometer. Die mechanische Verspannung σ beeinflusst die mechanischen Eigenschaften der MOEMS-Komponenten. Hierzu wird ein Profilometer verwendet, indem der Biegeradius ROC der abgeschiedenen Schicht gemessen wird. Die Ätzrate der dielektrischen Schichten R_{etch} dient zur Aussage über die Schichtqualität. Eine weitere Untersuchung zur Schichtqualität ist die Messung mit einer ESCA-Anlage (engl.: electron spectroscopy for chemical analysis), mit der die Zusammensetzung der abgeschiedenen Schicht untersucht wird.

3.1 Schichtfarbe und Dicke

Die schnellste und auch einfachste Methode, eine Aussage über die Dicke und die Gleichmäßigkeit der abgeschiedenen dielektrischen Schichten zu erhalten, ist die Beurteilung der Schichtfarbe. Da durch die eingestellte Prozessparameter von der Abscheidung das Material bekannt ist, kann man anhand der Farbe erkennen, welche Schichtdicke annähernd abgeschieden wurde. Eine SiN_x -Schicht mit einer blauen Farbe hat z.B. eine Dicke von ca. 100 - 130nm.

Abbildung 3.1(a) und 3.1(b) zeigen die Relation zwischen den Schichtdicken und der Farbschicht. Für die Berechnungen wird die Transfer-Matrix-Methode verwendet (siehe Anhang D). Bei der Berechnung wird von einer auf GaAs abgeschiedene SiN_x -Schicht ausgegangen und die Dicke der SiN_x -Schicht wird variiert. Hierbei wird die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex und die Absorption von GaAs in den Simulationen mitberücksichtigt [6].

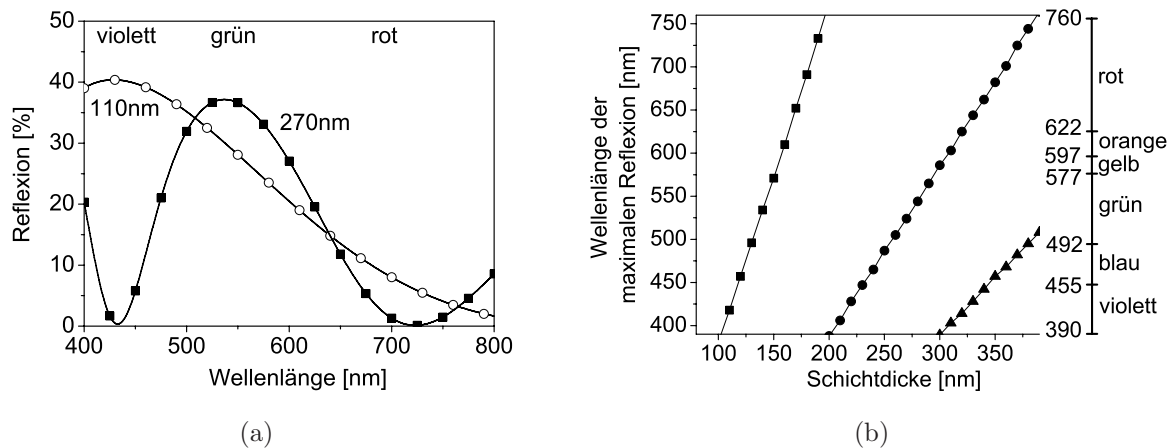


Abbildung 3.1: Simulationen mit SiN_x auf GaAs: (a) spektraler Verlauf der Reflexion $R = |r|^2$ von SiN_x für zwei Schichtdicken (b) Wellenlänge der maximalen Reflexion in Abhängigkeit der Schichtdicke mit entsprechender Farbskala [1].

In Abbildung 3.1(a) ist der spektrale Verlauf der Reflexion bzw. der Leistungsreflexion $R = |r|^2$ für zwei SiN_x -Schichten dargestellt. Bei einer Schichtdicke von 110 nm ist das Maximum der Reflexion im violetten und blauen spektralen Bereich und bei 270 nm ist die Schicht grün und leicht gelb. Die gleichen Farbschichten kann man auch bei SiO_x mit den entsprechenden Schichtdicken 130 nm und 390 nm beobachten.

Die Abhängigkeit der maximalen Reflexion von der Schichtdicke ist in Abbildung 3.1(b) dargestellt. Bei größeren Schichtdicken ist Mehrfarbigkeit vorhanden, so dass z.B. bei einer

SiN_x -Schichtdicke von 340 nm sowohl eine rötliche als auch eine violette Färbung zu sehen ist. Eine Übersicht der Schichtdicken mit den entsprechenden Farben ist im Anhang A zu finden.

3.2 Ellipsometer

Für eine genauere Untersuchung der Schichtdicke und des Brechungsindex der dielektrischen Schichten ist die Messung mit dem Ellipsometer notwendig [34]. Das Ellipsometer ist ein optisches Messgerät zur gleichzeitigen Messung der Schichtdicke und des Brechungsindex von transparenten Schichten.

Das für diese Arbeit verwendete Ellipsometer ist von der Firma „Rudolph Research“ und hat die Bezeichnung „AutoEL III“. Die Genauigkeit des Ellipsometers ist mit einem absoluten Fehler von $\pm 3 - 10 \text{ \AA}$ für die Schichtdicke und mit $\pm 0,005$ für den Brechungsindex angegeben. Bei dem Ellipsometer handelt es sich um einen Null-Ellipsometer. Andere Konfigurationen des Ellipsometers sind in [12, 34] beschrieben.

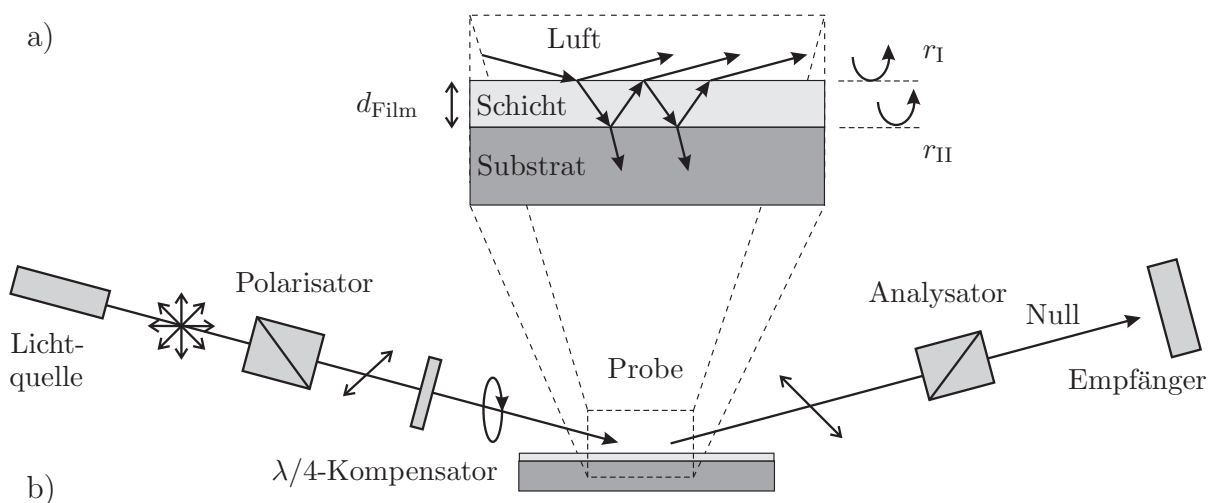


Abbildung 3.2: (a) Reflexion an der Probe und (b) Konfiguration eines Null-Ellipsometers.

Das Messprinzip des Ellipsometers ist in Abbildung 3.2(a) zu sehen. Es beruht darauf, dass polarisiertes monochromatisches Licht an den Grenzflächen zweier Medien reflektiert wird, wobei die Medien sich in ihren Brechungsindizes unterscheiden. Das polarisierte Licht trifft unter einem Winkel von $\varphi = 70^\circ$ auf die zu messende Probe. Nach der Reflexion weist das reflektierte Licht eine andere Polarisation auf. In der Regel ist das reflektierte Licht elliptisch, was die Namensherkunft für das Messgerät erklärt. Die Ursache für die Polarisationsänderung ist die unterschiedliche Reflexion an den Schichtübergängen sowie

die unterschiedliche Reflexion für die senkrechte und die parallele Polarisation des Lichtes. Zusätzlich wird die Polarisation durch den Gangunterschied des Lichtes innerhalb der Schicht gegenüber dem Licht, das an der Oberfläche reflektiert wird, beeinflusst. Die Polarisation wird dann von einem Empfänger detektiert. Durch die Kenntnis der Polarisation vor und nach der Reflexion kann die Schichtdicke und der Brechungsindex berechnet werden. Die dafür erforderliche Berechnungen sind in der Literatur [12, 34] dargestellt.

Der Aufbau vom Null-Ellipsometer ist in Abbildung 3.2(b) zu sehen. Beim „Rudolph Research“-Ellipsometer wird als Lichtquelle ein Helium-Neon-Laser mit einer Wellenlänge von 632,8 nm verwendet. Das Licht vom Laser ist bereits linear polarisiert. Bevor das Licht vom Laser den Polarisator erreicht, wird es von einer $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte zirkular polarisiert (siehe [35]), vom rotierend einstellbaren Polarisator linear polarisiert und anschließend von einer $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte elliptisch vorpolarisiert. Das elliptisch polarisierte Licht trifft unter einem Winkel von 70° auf die Probe, wo es reflektiert wird und dann durch den Analysator transmittiert und vom Empfänger gemessen wird.

Während der Messung wird die Rotation des Polarisators so lange durchgeführt, bis das reflektierte Licht linear polarisiert ist. Wenn diese Einstellung erreicht ist, wird bei der entsprechenden Einstellung des Analysatorwinkels das Licht vollständig unterdrückt, so dass am Empfänger nichts detektiert wird („Null“). Da die Einstellungen des Polarisators und Analysators bekannt sind, können die Schichtdicke und der Brechungsindex vom Computer berechnet werden.

Es werden die grundlegenden mathematischen Gleichungen für diese Berechnung beschrieben, da diese für die Untersuchung berücksichtigt werden müssen.

Für die Berechnungen der Schichtdicke und des Brechungsindex wird das Verhältnis zwischen der senkrechten und der parallelen Reflexion ausgenutzt sowie die Fresnelschen Gleichungen [36, 37]. Gl. 3.1 gibt das Verhältnis ρ zwischen den Reflexionsfaktoren an, das als effektiver Amplitudenreflexionsfaktor bezeichnet wird. Der effektive Amplitudenreflexionsfaktor ρ ist komplex und wird nach Betrag und Phase getrennt.

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \tan(\Psi) \cdot e^{j\Delta} \quad (3.1)$$

In Gl. 3.1 ist Ψ das Amplitudenverhältnis, Δ die Phasendifferenz und r_s und r_p die Reflexionskoeffizienten für die senkrechte und parallele Polarisation, die ebenfalls in den Gleichungen 3.2 und 3.3 angegeben sind [12, 22, 25].

$$\underline{r}_p = \frac{r_{p,I} + r_{p,II} \cdot \exp\left(-2\pi j \frac{d_{\text{Film}}}{d_{\text{per}}}\right)}{1 + r_{p,I} \cdot r_{p,II} \cdot \exp\left(-2\pi j \frac{d_{\text{Film}}}{d_{\text{per}}}\right)} \quad (3.2)$$

$$\underline{r}_s = \frac{r_{s,I} + r_{s,II} \cdot \exp\left(-2\pi j \frac{d_{\text{Film}}}{d_{\text{per}}}\right)}{1 + r_{s,I} \cdot r_{s,II} \cdot \exp\left(-2\pi j \frac{d_{\text{Film}}}{d_{\text{per}}}\right)} \quad (3.3)$$

Gl. 3.2 beschreibt die Reflexion für die parallele Polarisation \underline{r}_p an den Übergängen zwischen der Luft und der Schicht $r_{p,I}$ sowie die Reflexionen zwischen der Schicht und dem Substrat $r_{p,II}$ und Gl. 3.3 beschreibt die Reflexionen an den Übergängen zwischen der Luft und der Schicht $r_{s,I}$ sowie die Reflexionen zwischen der Schicht und dem Substrat $r_{s,II}$ für die senkrechte Polarisation (siehe dazu Abbildung 3.2(a)). Die Größe d_{per} , auf die noch eingegangen wird, wird als ellipsometrische Periode oder auch Periodenlänge bezeichnet. Bei der Anwendung der Gl. 3.1 mit Gl. 3.2 und 3.3 und den Fresnelgleichungen ergibt sich eine transzendente Gleichung, die iterativ gelöst wird, um die Schichtdicke und den Brechungsindex zu erhalten [12, 34].

Bei diesen Berechnungen wird das Substrat als unendlich ausgedehnt angenommen, so dass keine Rückreflexion vom Substrat berücksichtigt wird. In der Praxis kann dies dadurch erreicht werden, dass das Substrat das Licht absorbiert, wie es bei GaAs für 632 nm der Fall ist. In den Berechnungen des Ellipsometers wird dies durch einen komplexen Brechungsindex berücksichtigt, der entweder aus der Literatur entnommen wird [38] oder mit dem Ellipsometer gemessen werden kann. Bei einem nicht absorbierenden Material kann die Rückseitenreflexionen durch eine raue Rückseite des Substrates und dadurch durch eine Streuung des Lichtes verhindert werden [12].

Vor jeder Messung muss das Ellipsometer mit einer Testprobe initialisiert werden. Bei der Testprobe handelt es sich um thermisches SiO_2 mit einer Dicke von 110 nm. Diese Initialisierung kann auch als Referenz verwendet werden, um eventuelle zeitliche Veränderungen am Ellipsometer festzustellen [12, 22, 35].

Es gibt für die Untersuchung mit dem Ellipsometer zwei Einschränkungen, die berücksichtigt werden müssen:

Eine Einschränkung des Ellipsometers ist, dass die Schichtdicke d_{Film} nicht direkt errechnet wird. Die Berechnung aus den Messungen liefert einen Grundwert d_0 und die Periodenlänge d_{per} . Nach der Messung des Ellipsometers ist entweder der Grundwert gleich der Schichtdicke ($d_{\text{Film}} = d_0$) oder die Schichtdicke ist die Addition des Grundwertes mit einem Vielfachen l der Periodenlänge ($d_{\text{Film}} = d_0 + l \cdot d_{\text{per}}$). Einen Hinweis, wie oft man die

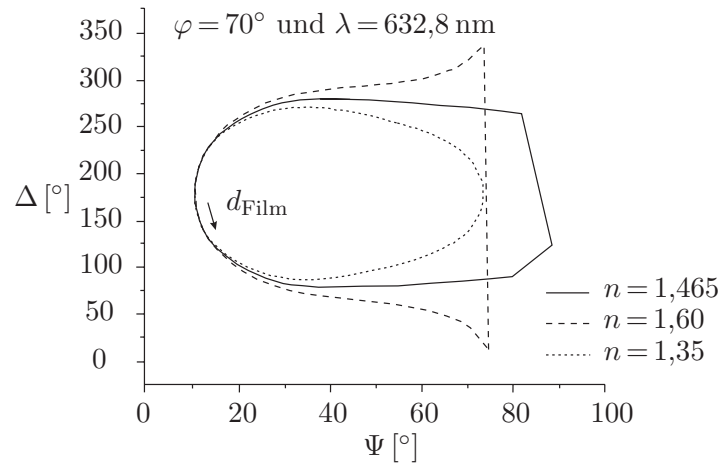


Abbildung 3.3: Ψ - und Δ -Werte für $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ bei einem Einfallswinkel $\varphi = 70^\circ$ von dielektrischen Schichten mit drei unterschiedlichen Brechungsindizes (Quelle: [34] S. 575). Der Pfeil kennzeichnet den Verlauf bei ansteigender Schichtdicke d_{Film} .

Periodenlänge nun hinzufügen muss, um die Schichtdicke zu erhalten, kann man aus der Farbe der Schicht ableiten.

Eine weitere Einschränkung ist, dass beim Ein-Wellenlänge-Ellipsometer nicht alle Schichtdicken gemessen werden können. Falls das reflektierte Licht zirkular polarisiert ist, geht das Amplitudenverhältnis gegen Null, so dass keine Messungen bzw. Berechnungen für diese Schicht durchgeführt werden können [12, 22]. Aber auch wenn das Amplitudenverhältnis sehr kleine Werte aufweist, ist das Ergebnis der Schichtdicke mit dem Ellipsometer ungenau. Abbildung 3.3 aus [34] und eine weitere Darstellung im Anhang A (siehe Abbildung A.1) geben eine Erklärung für diese Einschränkung. Es zeigt die Simulation der Ψ - und Δ -Werte (siehe Gl. 3.1) bei einer Wellenlänge von $632,8 \text{ nm}$ und einem Einfallswinkel von 70° . Die Simulationen in Abbildung 3.3 sind an dielektrischen Schichten mit drei unterschiedlichen Brechungsindizes durchgeführt worden. Man kann erkennen, dass bei sehr kleinen Werten von Ψ sich die Verläufe der Simulation überlappen, so dass eine Interpretation der Ergebnisse in diesem Bereich ungenau oder fehlerhaft ist. Darum muss der Bereich ausgeschlossen werden. Für die Untersuchungen der Einzelschichten wird in dieser Arbeit die willkürliche Bedingung gestellt, dass der Winkel des Amplitudenverhältnisses größer als $\Psi > 30^\circ$ und das Phasendifferenz $\Delta > 260^\circ$ sowie $\Delta < 100^\circ$ sein muss. Diese Bedingung ist immer dann erfüllt, wenn die dielektrischen Schichtendicken in den Bereichen sind, wie es in der Tabelle 3.1 angegeben ist.

Das Ellipsometer ermöglicht auch eine Messung der Uniformität über den Wafer [22]. Der Begriff Uniformität bedeutet Gleichförmigkeit oder Gleichheit und kann auf jede physikalische oder chemische Eigenschaft der Schicht bezogen werden. Für diese Arbeit

Tabelle 3.1: Bereich der Schichtdicken, die mit dem Ellipsometer messbar sind.

SiN _x mit $n = 2,00$	SiO _x mit $n = 1,46$
700 Å ... 1200 Å	800 Å ... 2000 Å
2400 Å ... 2900 Å	3600 Å ... 4900 Å
4200 Å ... 4700 Å	6400 Å ... 7700 Å

ist die Uniformität der Schichtdicke und der Brechungsindex von Interesse. Mit Gl. 3.4 wird die Schichtdickenuniformität und mit Gl. 3.5 die Uniformität vom Brechungsindex berechnet [39].

$$d_{\text{uni}} = \pm \frac{\max(d_{\text{Film}}) - \min(d_{\text{Film}})}{2 \cdot \overline{d_{\text{Film}}}} \cdot 100[\%] \quad (3.4)$$

$$n_{\text{uni}} = \pm \frac{\max(n) - \min(n)}{2} \quad (3.5)$$

Zur messtechnischen Erfassung der Uniformität wird an 5 Stellen vom Wafer, die in Abbildung 3.4 dargestellt sind, gemessen, umso Rückschlüsse auf die gesamte Schicht zu erhalten. Die 4 Messpunkte am Rand haben einen Abstand von mehr als 5 mm vom Abscheiderand, der durch die mechanische Fixierung des Klemmrings entsteht. Innerhalb dieser 5 mm hat der Klemmring einen deutlichen Einfluss auf die Abscheidung, die sich durch eine Verdünnung der Schicht und durch eine andere Farbe zeigt.

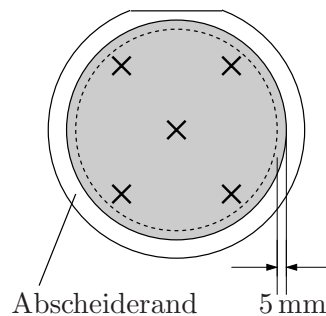


Abbildung 3.4: Messung der Uniformität. Die Kreuze geben die Messpunkte an, wo der Laserstrahl des Ellipsometers zur Messung positioniert wird.

3.3 Mechanische Verspannung

Bei den entwickelten MOEMS-Komponenten ist der DBR wegen seiner mechanischen Verspannung gekrümmt, was einen stabilen optischen Resonator ermöglicht (siehe Kapitel 6). Die Krümmung des Spiegels wird durch die mechanische Verspannungen (engl.: stress) der einzelnen Schichten des DBRs verursacht. Es ist daher erforderlich, dass man den Einfluss der Prozessparameter auf die mechanische Verspannung (Stress) der abgeschiedenen dielektrischen Einzelschichten untersucht.

Der Begriff mechanische Spannung oder Stress σ ist ein Begriff aus der Festigkeitslehre und ist definiert als das Verhältnis der Normalkraft zur Querschnittsfläche $\sigma = \text{Kraft}/\text{Fläche}$ [40]. Bei der mechanischen Verspannung (Stress) unterscheidet man zwischen Zug- und Druckspannung, deren Einfluss auf den Wafer in Abbildung 3.5 zu sehen ist. Die Einheit der Verspannung kann neben Pascal auch in dyn/cm^2 angegeben, wobei $0,1 \text{ Pa} = 1 \text{ dyn}/\text{cm}^2$ ist. Die Einheit dyn ist eine ältere Angabe für die Kraft in Newton und ist $1 \text{ dyn} = 10^{-5} \text{ N}$.

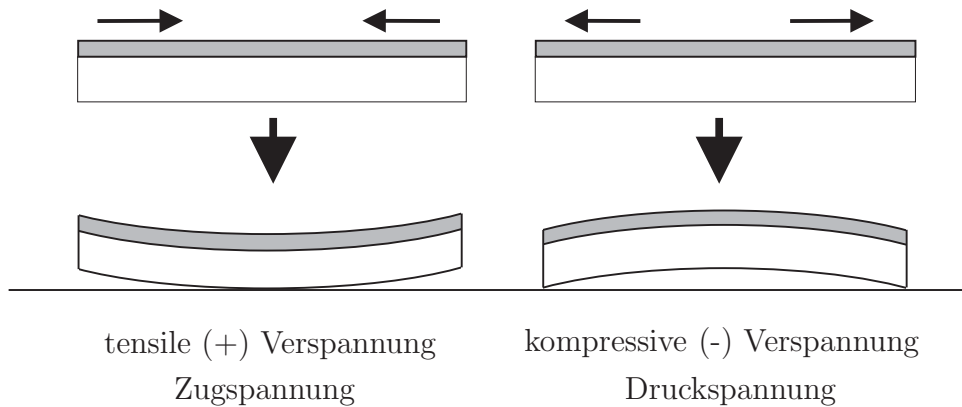


Abbildung 3.5: Einfluss der tensilen und kompressiven Verspannung auf das Substrat.

Die Zugspannung wird auch als tensile Verspannung oder Zugspannung bezeichnet und hat positive Werte ($\sigma > 0 \text{ MPa}$). Bei einer Abscheidung einer Schicht mit Zugspannung wird der Wafer nach oben gekrümmt, während die Druckspannung den Wafer nach unten krümmt (siehe Abbildung 3.5). Diese Verspannung hat negative Werte ($\sigma < 0 \text{ MPa}$) und wird auch als kompressive Verspannung bezeichnet.

Die messtechnische Erfassung der mechanischen Verspannung erfolgt durch Gl. 3.6, die man als Stoney Gleichung bezeichnet [22, 41] und deren Herleitung in [42, 43] dargestellt ist. Die mechanische Verspannung setzt sich aus der intrinsischen σ_{int} und der extrinsischen Verspannung σ_{ext} zusammen, auf das noch am Ende dieses Kapitels eingegangen wird.

$$\sigma = \sigma_{\text{int}} + \sigma_{\text{ext}} = \frac{1}{6} \cdot \frac{E_{\text{Substrat}}}{1 - \nu_{\text{Substrat}}} \cdot \frac{d_{\text{Substrat}}^2}{d_{\text{Film}}} \left(\frac{1}{ROC_{\text{after}}} - \frac{1}{ROC_{\text{before}}} \right) \quad (3.6)$$

Tabelle 3.2: Mechanische und thermische Eigenschaften von Silizium Si, Galliumarsenid GaAs und Indiumphosphid InP mit der Waferorientierung [100]. [5, 44, 45]

	Si	GaAs	InP
E_{Substrat}	130,0 GPa	85,9 GPa	61,1 GPa
ν_{Substrat}	0,28	0,31	0,36
Längenausdehnungskoeffizient	$2,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$	$5,73 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$	$4,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$
thermische Leitfähigkeit	1,3 W/(cm K)	0,58 W/(cm K)	0,68 W/(cm K)

Die mechanische Verspannung wird durch Einsetzen von Literatur- und Messwerten in die Stoney Gleichung ermittelt, auf die im weiteren Verlauf eingegangen wird.

Die Größen für die Stoney Gleichung, die aus der Literatur entnommen werden, sind in der Tabelle 3.2 angegeben. Die Tabelle listet die mechanischen und thermischen Eigenschaften der Substrate auf, die für die Untersuchung der mechanischen Verspannung relevant sind. In dieser Arbeit wird zur Abscheidung und zur Untersuchung neben Galliumarsenid GaAs zum Teil auch Silizium Si verwendet. Die Angabe von Indiumphosphid InP in der Tabelle 3.2 dient in dieser Arbeit nur zum Vergleich.

Das Elastizitätsmodul E_{Substrat} ¹ (engl.: Young's Modulus) und die Poisson Zahl ν_{Substrat} (engl.: Poisson's ratio) sind Materialgrößen des Substrates und geben an, wie sich bei einer äußeren Krafteinwirkung die geometrischen Dimensionen des Materials verändern. Dabei muss unterschieden werden, dass bei einer Krafteinwirkung zwei Möglichkeiten der Formveränderung bestehen, und zwar die elastische und die plastische Formänderung. Bei der elastischen Formänderung geht das Material nach der Beanspruchung wieder in seine ursprüngliche Form zurück [40].

Die weiteren Größen der Stoney Gleichung werden messtechnisch ermittelt.

Die Dicke des Substrates d_{Substrat} in Gl. 3.6 wird mit einer Mikrometermessuhr von der Firma „Mitutoyo“ gemessen. Dazu wird an verschiedenen Stellen des Wafers (siehe dazu Abbildung 3.4 im Kapitel 3.2) die Dicke gemessen und der Mittelwert errechnet. Da die Substratdicke mit dem Quadrat in der Stoney Gleichung eingeht, ist eine genaue Angabe der Waferdicke erforderlich, um somit die Messgenauigkeit der mechanischen Verspannung zu erhöhen (siehe Anhang B).

Die Schichtdicke d_{Film} des abgeschiedenen Dielektrikums wird mit dem Ellipsometer ermittelt. Dazu werden wie bei der Messung der Waferdicke mehrere Messungen auf dem

¹Das Elastizitätsmodul wird auch als E-Modul bezeichnet.

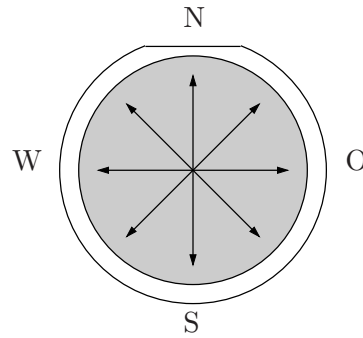


Abbildung 3.6: Messverlauf des Profilometers zur Messung des Krümmungsradiuses ROC . Zur Orientierung wird der Wafer in Himmelsrichtungen unterteilt.

Wafer durchgeführt und der Mittelwert der Schichtdicke in Gl. 3.6 eingesetzt.

Die letzten beiden Größen der Stoney Gleichung sind die Krümmungsradien² ROC_{before} und ROC_{after} , die jeweils vor und nach der Abscheidung gemessen werden. Die Messung des Krümmungsradius erfolgt mit einem Profilometer, das sowohl optisch mit einem Laser als auch mit einer Messnadel (Dektak) erfolgen kann. Für die Untersuchung der Schichten wird die optische Messung mit dem FSM500TC von der Firma „Frontier Semiconductor“ verwendet. Der Laserstrahl trifft auf die Waferoberfläche und wird reflektiert (siehe Abbildung 3.7(a)). Die Position des reflektierten Laserstrahls wird von einem Detektor gemessen, der sich jeweils zum reflektierten Strahl ausrichtet. Der Wafer bewegt sich während der Messung relativ zum Messaufbau. Durch die Position des Detektors kann man das Oberflächenprofil der Probenoberfläche ermitteln und daraus den Krümmungsradius anfitten, wie es in Abbildung 3.7(b) zu sehen ist. Als Alternative kann das Oberflächenprofilometer von der Firma „Veeco“ verwendet werden, dass mit einer dünnen Messnadel und einer geringen Krafteinwirkung das Profil des Wafers mechanisch misst. Die Messung des Krümmungsradius mit beiden Messgeräten erfolgt vor und nach der Messung in vier verschiedene Richtungen, wie es in Ab. 3.6 zu sehen ist. Zur besseren Orientierung bei der Messung wird der Wafer in vier „Himmelsrichtungen“ unterteilt, wobei die Waferscheibenkante (Flat) des Wafers der „Norden“ des Wafers ist. Jeder Messweg L_{Scan} beträgt 30 mm.

Durch Einsetzen der Messwerte und der Literaturwerte in Gl. 3.6 kann die mechanische Verspannung ermittelt werden. Eine Betrachtung des Messfehlers zur mechanischen Verspannung, die im Anhang B durchgeführt ist, ergibt eine Fehlerabschätzung von $\Delta\sigma/\sigma < 8\%$.

Die gesamte mechanische Verspannung σ einer dünnen Schicht bzw. eines dünnen Filmes

²engl.: radius of curvature - ROC

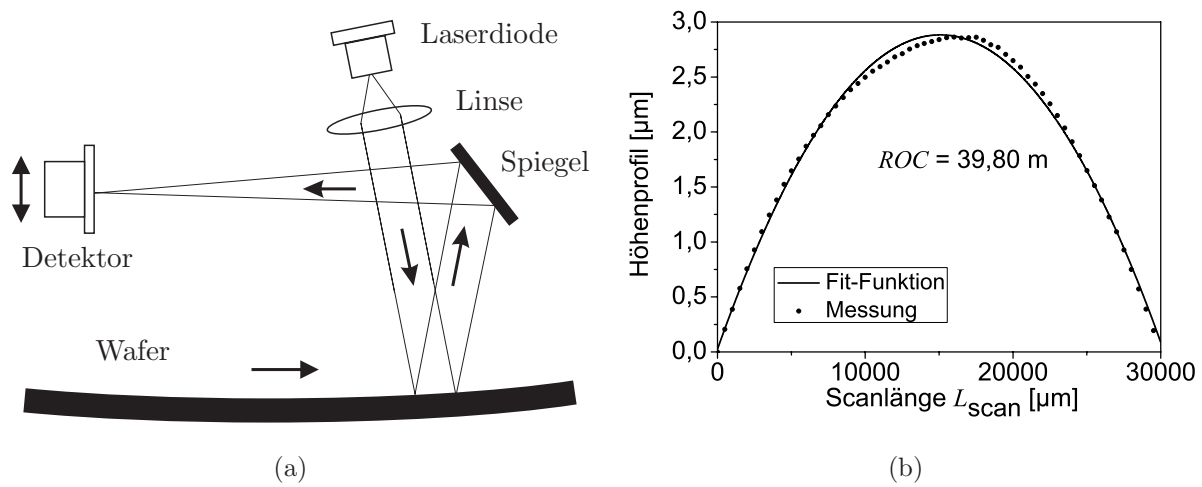


Abbildung 3.7: (a) Aufbau des FSM500TC zur Messung des Krümmungsradius ROC . (b) Zur Berechnung des Krümmungsradius wird das gemessene Profil der Substratoberfläche mit einer Fit-Funktion angepasst.

setzt sich aus zwei Komponenten zusammen, und zwar der intrinsischen Verspannung σ_{int} und der extrinsischen Verspannung σ_{ext} (siehe Gl. 3.6)[22].

Die intrinsische Verspannung σ_{int} ist die Komponente der mechanischen Verspannung, die durch die Abscheidung der Schicht entsteht und durch die Prozessparameter der ICP-CVD beeinflusst werden kann. Aber auch bei anderen Plasmaprozessen wie beim Sputtern kann die intrinsische Verspannung durch entsprechende Einstellungen der Prozessparameter verändert werden.

Die extrinsische Verspannung σ_{ext} berücksichtigt die Beeinflussung der Verspannung durch externe Bedingungen, wie eine Temperaturänderung ΔT [46]. In der Literatur wird Gl. 3.7 auch als thermale Verspannung $\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{therm}}$ bezeichnet. Allerdings gilt Gl. 3.7 nur für den Fall, dass die Veränderung durch den Temperatureinfluss reversibel ist [47]. Die Beeinflussung der gesamten Verspannung σ macht sich bereits nach einer Abscheidung bemerkbar, da die Abscheidung bei einer höheren Temperatur als bei Raumtemperatur stattfindet. Nach der Abscheidung befindet sich die Probe bei Raumtemperatur, so dass unwillkürlich wegen der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten α vom Substrat und von der Schicht (siehe Gl. 3.7) die gesamte Verspannung beeinflusst wird [22]. Bei größerer Temperaturänderung oder bei sehr unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten kann dies zum Ablösen der Schicht führen.

$$\sigma_{\text{ext}} = \frac{E_{\text{Film}}}{1 - \nu_{\text{Film}}} \cdot (\alpha_{\text{Substrat}} - \alpha_{\text{Film}}) \cdot \Delta T \quad (3.7)$$

Die Voraussetzung der Stoney Gleichung ist, dass die Schichten eine gleichmäßige Schichtdicke bzw. eine geringe Uniformität aufweist und dass es elastisch und homogen ist. Eine weitere Einschränkung ist die Dicke der abgeschiedenen Schicht, die für die Untersuchung der Verspannung größer als $d_{\text{Film}} > 200 \text{ nm}$ betragen sollte. Eine dünnere Schicht hat zu geringe Auswirkung auf die Krümmung des Wafers und erhöht den Messfehler (siehe Anhang B). Für die obere Grenze sollte die Schichtdicke nicht größer als 5 % der Waferdicke sein, da sonst der Berechnungsfehler 10 % beträgt [22]. Das wäre bei der Abscheidung eines GaAs-Wafers mit einer Waferdicke von $360 \mu\text{m}$ eine Schichtdicke von $18 \mu\text{m}$.

3.4 Pyrolytisches Si_3N_4 und thermisches SiO_2

Die dielektrischen Schichten, die eine gute Qualität besitzen und erfolgreich in der Halbleitertechnologie angewendet werden, sind Siliziumnitrid Si_3N_4 und Siliziumdioxid SiO_2 . Der Begriff „Qualität“ beinhaltet dabei ein sehr breites Spektrum von Materialeigenschaften, die sich auf elektrische, thermische, optische oder mechanische Eigenschaften der Schichten bezieht [12, 22]. Die Eigenschaften von SiO_2 und Si_3N_4 werden zum Vergleich oder als Richtwert für die in dieser Arbeit abgeschiedenen dielektrischen Schichten herangezogen [29]. Die für diese Arbeit relevanten Eigenschaften sind in der Tabelle 3.3 aufgelistet.

Das thermische SiO_2 wird durch eine Oxidation der Siliziumoberfläche hergestellt, bei der ein Siliziumwafer bei 1000°C einer reinen Sauerstoffatmosphäre ausgesetzt wird. Der Sauerstoff reagiert mit der Siliziumoberfläche zu SiO_2 mit einem stöchiometrischem Verhältnis von $\text{Si}/\text{O} = 0,5$ entsteht, was in dieser Arbeit als stöchiometrisches SiO_2 bezeichnet wird. Bei dieser Oxidation ist die Waferoberfläche in der chemischen Reaktion mit eingebunden bzw. wird verbraucht. Darum bezeichnet man diesen Prozess als konsumierenden Prozess. Das SiO_2 ist die reinste Form des SiO_2 und hat große Bedeutung für die Halbleitertechnologie erlangt. So kann es unter anderem als Bestandteil von Bauelementen verwendet werden. Die Gründe sind die guten prozesstechnischen und elektrischen Eigenschaften von SiO_2 . Es ist sowohl diffusionshemmend, passivierend und langzeitstabil. Es lässt sich gut strukturieren und besitzt eine hohe Durchbruchfeldstärke [3].

Die Herstellung von stöchiometrischem Si_3N_4 , das ein stöchiometrisches Verhältnis von $\text{Si}/\text{N} = 0,75$ hat, erfolgt in einer APCVD (siehe Kapitel 2.5.1) in einer Atmosphäre aus SiH_4 , N_2 und NH_3 . Das Substrat wird auf über 800°C aufgeheizt. Si_3N_4 besitzt zum einen eine gute Barrierewirkung gegenüber Diffusionen jeglicher Art und ist es als Dielektrikum für Kondensatoren geeignet [19]. Der Brechungsindex ist zwischen 2,0 und 2,1³.

³Die Abweichung des Brechungsindex in der Tabelle 3.3 zwischen dem Messwert und dem Literaturwert lässt sich auf eine geringere Temperatur bei der Herstellung zurückführen [29].

Tabelle 3.3: Zusammenstellung der Eigenschaften von Si_3N_4 und SiO_2 aus der Literatur [12, 16, 29, 48, 30] und aus Messungen, die in runden Klammern angegeben sind.

	Si_3N_4	SiO_2
Abscheidung	APCVD bei $> 800^\circ\text{C}$ mit NH_3 , N_2 und SiH_4	thermische Oxidation von Silizium bei 1000°C
Brechungsindex @ 632 nm	2,0 ... 2,1 (Messung : 1,98)	1,46 (Messung : 1,462)
Stress	+1,2 ... +1,8 GPa tensil (Messung : +1 GPa)	kompressiv (Messung : -280 MPa)
Ätzrate	$< 80 \text{ \AA}/\text{min}$ in 49 % HF	125 ... 145 $\text{\AA}/\text{min}$ in BHF 50:1 (Messung : 110 ... 130 $\text{\AA}/\text{min}$)

Das stöchiometrische Si_3N_4 hat eine sehr geringe Ätzrate in einer flusssäurehaltigen Ätzlösung von $< 80 \text{ \AA}/\text{min}$ in einer 49 % HF-Ätzlösung [12, 49, 29]. Eine schnellere Ätzung dieses Materials kann mit Phosphorsäure bei einer Temperatur der Ätzlösung von 160°C durchgeführt werden [49, 50]. Wegen dieser hohen Temperatur der Ätzlösung ist ein geschlossenes System, dass das verdampfende Wasser wieder zurückführt, notwendig. Da SiN_x von der ICP-CVD bereits durch eine HF-Ätzlösung mit geringerer Konzentration geätzt werden kann, ist dieses aufwendige Ätzverfahren nicht notwendig.

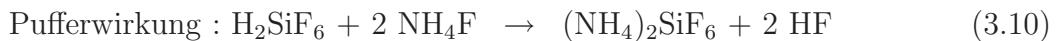
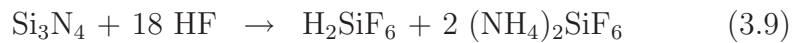
3.5 Ätzen von dielektrischen Materialien

Eine Möglichkeit, eine Aussage über die Qualität des abgeschiedenen Dielektrikums zu erhalten, ist das Ätzen der Schicht. Bei einer geringen Ätzrate der dielektrischen Schicht erhält man die Aussage, dass die Schicht eine hohe Dichte aufweist oder dass die Zusammensetzung innerhalb der Schicht optimal ist. Beide Einflüsse können auch vorhanden sein. Eine Aussage, welcher der Einflüsse dominiert, lässt sich nicht aus der Ätzrate ableiten. Hierzu sind weitere Untersuchungen notwendig (siehe Kapitel 3.6).

Die Ätzung von SiO_x - und SiN_x -Schichten von der ICP-CVD erfolgt in gepufferte Flusssäure HF^4 , die mit BHF (engl.: buffered hydrofluoric acid) bezeichnet wird. Eine weitere Bezeichnung für diese Ätzlösung ist gepufferte Oxidätze (engl.: buffered oxide

⁴Flusssäure HF ist stark giftig. Es durchdringt zunächst die Haut, ohne dabei größere sichtbare Schäden zu hinterlassen. In den tiefen Schichten entstehen schwere Verätzungen an Gewebe, Knochen und innere Organe und dies kann auch noch nach Stunden erfolgen. Die betroffene Hautpartien müssen umgehend mit Wasser ausgespült und mit Calciumgluconat-Gel behandelt werden.

etch - BOE), da diese Säure hauptsächlich zum Ätzen von SiO_2 verwendet wird [50]. Die gepufferte Flusssäure setzt sich zusammen aus Flusssäure und Ammoniumfluorid NH_4F , das als chemischer Puffer dient. Die Funktion des Puffers ist es, die Konzentration der Flusssäure während des Ätztvorganges konstant zu halten. Für das stöchiometrische SiO_2 und Si_3N_4 sind in der Literatur folgende Reaktionsgleichungen angegeben [33, 50]:



Für die Ätzversuche werden BHF-Lösungen mit zwei verschiedenen HF-Konzentrationen verwendet, und zwar BHF 7:1⁵ mit einer HF-Konzentration von 6,1 % bis 6,4 % für SiN_x und BHF 50:1 mit einer HF-Konzentration von ca. 1,0 % für SiO_x [49, 48]. Das Zahlenverhältnis z.B. 7:1 kennzeichnet das Mischungsverhältnis zwischen Ammoniumfluorid NH_4F (40%) und Flusssäure HF(49%). Bei den Ätzuntersuchungen werden die dielektrischen Schichten vor und nach der Ätzung in BHF mit dem Ellipsometer vermessen, so dass die geätzte Schichtdicke ermittelt werden kann.

Die Ätzrate hängt von zwei Faktoren ab. Ein Faktor ist die Konzentration der Flusssäure und der andere ist die Temperatur des Ätzbades. Eine Temperaturänderung von $\pm 0,5^\circ\text{C}$ bewirkt eine Variation der Ätzrate um $100 \text{ \AA}/\text{min}$ beim Ätzen von thermischen SiO_2 [48]. Damit die Temperatur des Ätzbades auch bei mehreren Messversuchen immer gleich ist, wird die Temperatur des Ätzbades mit einem Kältethermostat auf 20°C konstant gehalten und mit einem Quecksilberthermometer überprüft. Der andere Faktor ist die HF-Konzentration. Die Ätzlösung wird mit den entsprechenden Lösungen vermischt, so dass die HF-Konzentration schwanken kann. Diese Schwankungen in der HF-Konzentration kann dadurch behoben werden, dass ein Referenzmaterial für die Auswertung verwendet wird, dessen Herstellung kostengünstig, gut reproduzierbar und langzeitstabil ist. Thermisches oxidiertes Siliziumdioxid SiO_2 erfüllt diese Bedingung [29]. Die Ätzraten der dielektrischen Schichten von der ICP-CVD werden auf die Ätzrate dieses Referenzmaterials bezogen, wobei die Ergebnisse der Ätzung von SiO_x relativ $R_{\text{etch}}(\text{SiO}_x)/R_{\text{etch}}(\text{SiO}_2)$ und die Ergebnisse von SiN_x als absoluter Wert angegeben werden. Durch den Bezug der Ätzrate auf das thermische SiO_2 lassen sich Veränderung der Konzentration in der Ätzlösungen berücksichtigen.

In dieser Arbeit beträgt die Ätzrate vom thermischen SiO_2 in BHF 7:1 $770 - 825 \text{ \AA}/\text{min}$ bei 20°C und in BHF 50:1 beträgt es $110 - 130 \text{ \AA}/\text{min}$. Die Ätzraten entsprechen auch

⁵andere Bezeichnung : Ammoniumfluorid Ätzmischung AF 875-125 VLSI (Oxidätze 7:1)

gut den Angaben in der Literatur mit 735 - 805 Å/min bei 21°C in BHF 7:1 und 125 - 145 Å/min in BHF 50:1 [48].

Neben dem Ätzen mit Flusssäure ist das Ätzen der dielektrischen Schichten mit Kalilauge (Kaliumhydroxid) KOH eine weitere Untersuchungsmöglichkeit [50, 49]. Die Ätzung mit KOH wird in dieser Arbeit zwar nicht durchgeführt, aber Kalilauge ist auch im Entwickler für Fotolack vorhanden. Bei einer Temperatur von 65°C und einem gängigen Mischungsverhältnis des Fotolackentwicklers AZ400K zu Wasser mit 1:4 beträgt die Ätzrate von SiN_x-ICP-CVD 3 Å/min. Dieser Einfluss ist daher zu vernachlässigen.

3.6 ESCA-Verfahren

ESCA ist die Abkürzung für „Elektronen Spektroskopie für Chemische Analyse“. Es wird auch Photoelektronenspektroskopie genannt, da die Untersuchung der Schicht den äußeren Photoeffekt anwendet [17]. Die Bezeichnung „Spektroskopie für chemische Analyse“ weist darauf hin, dass die Bestandteile und die Zusammensetzung des untersuchten Materials ermittelt werden können [13, 25]. Neben den zwei Bezeichnung ESCA und Photoelektronenspektroskopie existiert noch die dritte Bezeichnung XPS für X-Ray-Photoelektronenspektroskopie, weil das Messverfahren weiche Röntgenstrahlung (engl.: X-Ray) verwendet.

Abbildung 3.8(a) zeigt schematisch den ESCA-Aufbau. Elektronen mit hoher kinetischer Energie treffen auf das Anodenmaterial, das aus Aluminium besteht. Die Abbremsung und Absorption der hochenergetischen Elektronen mit der Al-Anode bewirkt eine Emission von Röntgenstrahlen mit einer konstanten Energie von $E_{\text{X-Ray}} = 1486,6 \text{ eV}$ [14]. Die Röntgenstrahlung trifft auf die Probe und bewirkt eine Emission von Photoelektronen aus der Probe, die vom Detektor gemessen werden. Die gesamte absorbierte Energie der Röntgenstrahlung $E_{\text{X-Ray}}$ in Gl. 3.11 setzt sich zusammen aus der kinetischen Energie der Photoelektronen E_{kin} , der Bindungsenergie des Elektrons am Atom E_{Bindung} und der Austrittsarbeit innerhalb des ESCA-Aufbaus Φ_A (siehe Abbildung 3.8(b)). Der Zusammenhang ist mit Gl. 3.11 beschrieben.

$$E_{\text{X-Ray}} = E_{\text{kin}} + E_{\text{Bindung}} + \Phi_A \quad \Leftrightarrow \quad E_{\text{Bindung}} = E_{\text{X-Ray}} - E_{\text{kin}} - \Phi_A \quad (3.11)$$

$$E_{\text{Bindung}} = 1486,6 \text{ eV} - E_{\text{kin}} - 4,5 \text{ eV}$$

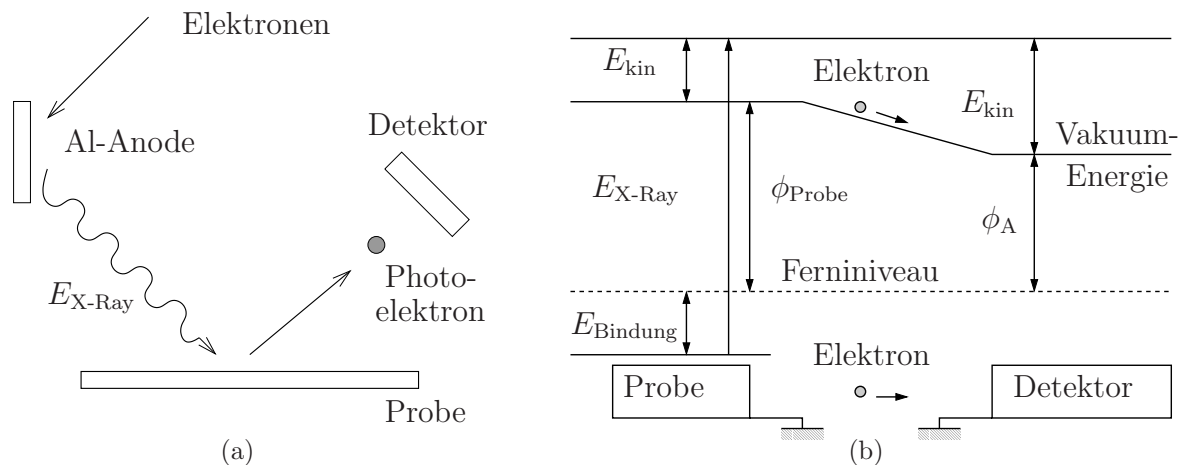


Abbildung 3.8: (a) schematischer ESCA-Aufbau (b) Bänderdiagramm.

Als Ergebnis liegt ein Spektrum vor, auf dessen y-Achse die Zählrate der empfangenen Elektronen (Intensität) und auf der x-Achse die kinetische Energie oder die Bindungsenergie aufgetragen ist (siehe Abbildung 3.9). Dieses Spektrum ermöglicht eine Analyse über die Zusammensetzung der Schicht. Die Analyse erfolgt nur an der Oberfläche mit einer Tiefe von ca. $0,5 \dots 10 \text{ nm}$ [13]. Falls die Zusammensetzung im Inneren untersucht werden soll, wird dies durch Sputtern freigelegt.

In Abbildung 3.9 sind die ESCA-Spektren einer Si_3N_4 -Probe von einer APCVD-Anlage dargestellt. Für die Untersuchungen wird das ESCA „ESCALAB 250“ verwendet, dessen spektrale Auflösung eine Halbwertsbreite von $< 0,4 \text{ eV}$ hat⁶. In den Spektren repräsentiert jeder Peak diskrete Bindungsenergien der Rumpfelektronen, die charakteristisch sind für das Element und seinem chemischen Bindungszustand. So kann man im ESCA-Spektrum erkennen, dass die Probe sich aus Silizium Si und Stickstoff N zusammensetzt. Die Peaks vom Sauerstoff O und Kohlenstoff C lassen sich durch Verunreinigungen an der Oberfläche erklären. Diese Verunreinigung kann durch ein Sputtern mit Argon Ar mechanisch entfernt werden (siehe Abbildung 3.9). Die Untersuchung während der ESCA Messung finden im Ultrahochvakuum statt, so dass ein weiteres Anhaften von Fremdstoffen aus der Atmosphäre [13] für einen längeren Zeitraum verhindert wird.

Neben den Photoelektronen werden auch Auger-Elektronen detektiert (siehe Abbildung 3.10). Die emittierten Photoelektronen hinterlassen nach der Absorption der einfallenden Strahlung ein Loch in der K-Schale der Atomhülle. Beim Besetzen dieses Loches mit einem Elektron aus einem höheren Energieniveau z.B. L_1 wird die dabei freiwerdende Energie auf ein weiteres Elektron übertragen, dass dann wie das Photoelektron aus der

⁶Die Messungen wurden an der TU Darmstadt am Institut für Materialwissenschaften im Fachgebiet Oberflächenforschung von Dr. Robert Schafranek und Dr. rer. nat. Andreas Klein durchgeführt.

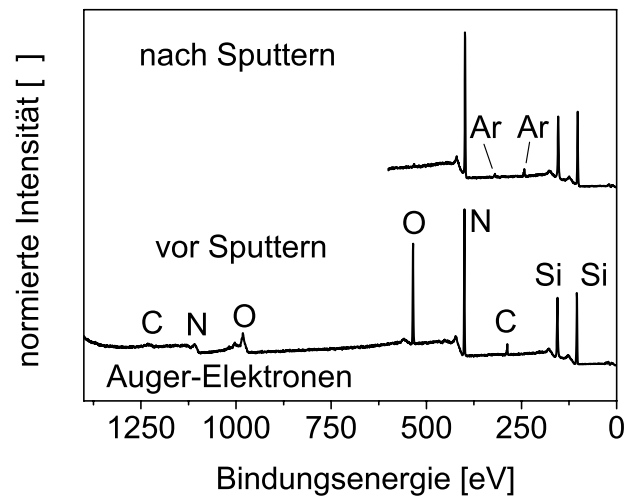


Abbildung 3.9: ESCA-Spektrum von Si_3N_4 aus der APCVD vor und nach der Oberflächenreinigung durch Sputtern.

Probe emittiert [25, 30]. Im Spektrum zeigen sich die Auger-Elektronen durch eine geringe kinetische Energie bzw. durch eine hohe Bindungsenergie.

Ein Nachteil bei der ESCA-Untersuchung ist, dass kein Wasserstoff innerhalb der Probe detektiert werden kann. Der Grund ist, dass keine Elektronen detektiert werden, die in einer chemischen kovalenten Bindung beteiligt sind. Ein weiterer Nachteil ist, dass sich bei einer nichtleitenden Proben durch die Emission von Elektronen die Probe positiv auflädt, wie es bei dielektrischen Schichten der Fall ist. Dies hat zur Folge, dass wegen der Aufladung die Untersuchung unterbrochen und die Probe mit Elektronen bestrahlt werden muss.

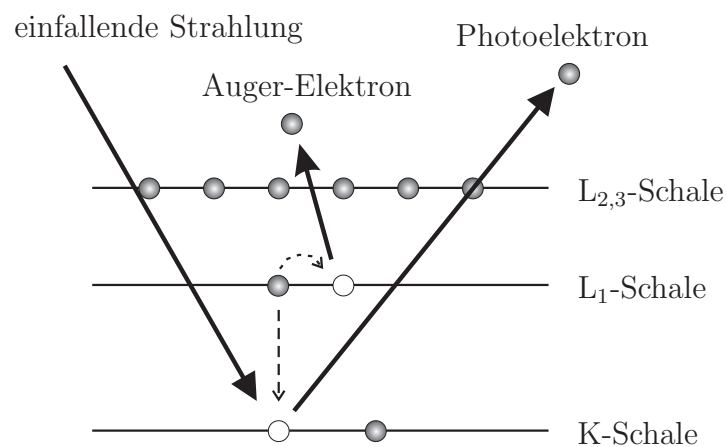


Abbildung 3.10: Emission von Photo- und Auger-Elektronen aus der Atomhülle.

Kapitel 4

Untersuchung von Einzelschichten

Nachdem im vorangegangenen Kapitel 3 die Messgeräte zur Untersuchung der dielektrischen Schichten beschrieben sind, behandelt dieses Kapitel den Einfluss der Prozessparameter der ICP-CVD auf die Schichteneigenschaften. Die Untersuchungen konzentrieren sich auf die optischen und mechanischen Eigenschaften, die für die Herstellung von dielektrischen DBRs sowie für die Herstellung von MOEMS-Komponenten benötigt werden. Durch die gewonnenen Erkenntnisse ist eine Schichtoptimierung durchführbar, bei der durch Veränderung der Prozessparameter bestimmte Eigenschaften der abgeschiedenen Schichten gezielt erreicht werden können.

Die Untersuchung erfolgt durch Veränderung eines Prozessparameters und der Messung der von diesem Prozessparameter beeinflussten Schichteigenschaften. Die Ergebnisse der Untersuchungen werden mit den aus der Literatur bekannten Ergebnissen von Anlagen verglichen, die im Kapitel 2 beschrieben sind. Dadurch sollen die Vor- und Nachteile der ICP-CVD gegenüber den anderen Anlagen dargestellt werden. Weitere Untersuchungen sind die Schichtzusammensetzung der dielektrischen Schichten, die Veränderungen der Schichteneigenschaften bei hohen Temperaturen und über einen längeren Zeitraum sowie die Abscheidung von Antireflexionsschichten. Die Untersuchungen beziehen sich auch auf metallische Schichten, die durch eine Sputteranlage hergestellt werden, da metallische Schichten sowohl für Leiterbahnen als auch als Opferschichten bei der Herstellung von MOEMS-Komponenten verwendet werden.

Die Voraussetzung für die Untersuchung ist, dass eine Standardisierung vorliegt, mit der eine Vergleichbarkeit in den Versuchsreihen ermöglicht wird. Neben der Reinigung der Substrate und des Rezipienten der ICP-CVD-Anlage ist einer der Standards, dass nur Untersuchung an Einzelschichten bis zu einer maximalen Schichtdicke von 500 nm durchgeführt werden.

4.1 Reinigungen der Substrate und der ICP-CVD

Ein einheitliches Reinigungsverfahren der Wafer und der ICP-CVD-Anlage stellt sicher, dass für die Abscheidung immer die gleiche Ausgangssituation vorhanden ist. Dadurch wird eine Vergleichbarkeit der Versuchsreihen zur Abscheidung erreicht.

4.1.1 Reinigung der Substrate

Die Grundvoraussetzung nach der Reinigung des Substrates ist, dass die Oberfläche des Wafers frei von Partikeln, organischen Materialien oder Schichtresten sein soll, so dass immer die gleiche Ausgangssituation für eine neue Abscheidung vorhanden ist.

Die Abscheidung der dielektrischen Schichten erfolgt auf GaAs, da die Technologie der in dieser Arbeit entwickelten und hergestellten MOEMS-Komponenten auf diesem Material basiert (siehe Kapitel 6). Nach der Untersuchung der Einzelschichten werden die GaAs-Wafer nach der Charakterisierung der abgeschiedenen Schicht abgeätzt und gereinigt. Für GaAs hat sich im Rahmen dieser Arbeit folgende Prozedur als geeignet erwiesen:

Falls die Wafer für einen längeren Zeitraum nicht verwendet werden, sollten die dielektrischen Schichten der vorangegangenen Untersuchungen auf der GaAs-Oberfläche bestehen bleiben, da dies eine gute Passivierungsschicht ist. Vor der nächsten Abscheidung wird diese Passivierungsschicht mit einer 6%-igen Flußsäureätzlösung weggeätzt und mit deionisiertem Wasser gereinigt, das einen spezifischen Widerstand von $> 17 \text{ M}\Omega\text{cm}$ hat. Anschließend erfolgt die Ätzung in Salzsäure mit einer Konzentration von ca. 5 %, gefolgt von einer Spülung mit deionisiertem Wasser. Die verdünnte Salzsäure entfernt das natürliche Oxid des GaAs, aber das GaAs-Substrat wird dabei nicht geätzt [51].

Die GaAs-Wafer werden gelegentlich einer Reinigung mit Aceton und anschließend mit Isopropanol unterzogen. Dabei werden die Wafer in den entsprechenden organischen Lösungsmitteln mechanisch gereinigt und anschließend wiederum in ein Salzsäurebad gelegt und mit Wasser gespült.

4.1.2 Reinigung des Rezipienten

Ein weiteres einheitliches Reinigungsverfahren ist das Entfernen der dielektrischen Schichten im Rezipienten der ICP-CVD-Anlage. Wenn insgesamt mehr als $8 \mu\text{m}$ Dielektrikum mit der ICP-CVD-Anlage abgeschieden wurde, sollte eine Reinigung mit einem SF_6 -Plasma durchgeführt werden. Ein gutes Anzeichen für eine Reinigung ist die Dauer für

das Evakuieren des Rezipienten. Wenn der Druck von $2,0 \cdot 10^{-5}$ Torr innerhalb des Rezipienten sehr langsam erreicht bzw. gar nicht unterschritten wird, so ist eine Reinigung durchzuführen, und zwar mit folgenden Einstellungen:

- Spülung des Rezipienten mit Stickstoff
- Bis $9,0 \cdot 10^{-5}$ Torr abpumpen
- Reinigungsplasma mit den Prozessparametern $\text{SF}_6 = 30,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 5,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 400 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 30 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 15,0 \text{ mTorr}$ mit einer Zeitdauer von ca. 4 bis 5 Stunden
- mehrfaches Spülen mit Stickstoff und Abpumpen bis $2,0 \cdot 10^{-5}$ Torr

Es empfiehlt sich gelegentlich nach der Reinigung mit SF_6 , den Rezipienten zusätzlich mit Isopropanol mechanisch zu reinigen. Anschließend sollte die Kammer evakuiert und die organischen Restbestandteile des Isopropanols mit einem sauerstoffhaltigen Plasma entfernt werden, da sauerstoffhaltiges Plasma organische Materialien entfernt. Von den zur Verfügung stehenden Gasen der ICP-CVD wird dafür Distickstoffoxid N_2O verwendet.

4.2 Einfluss der Prozessparameter

Die Eigenschaften der dielektrischen Schichten können durch Veränderung der voneinander unabhängig einstellbaren Prozessparameter beeinflusst werden. So kann z.B. der Gasfluss unabhängig vom Abscheidedruck eingestellt werden. Für die Untersuchung der Einflüsse der Prozessparameter auf die Schichteigenschaften wird ein Prozessparameter verändert, während die anderen konstant gehalten werden. Bei den untersuchten Prozessparametern handelt es sich um

- den Druck während der Plasmaabscheidung P_{dep} ,
- die Leistungen P_{ICP} und P_{RF} , die von beiden Generatoren in das Plasma eingekoppelt werden,
- die Abscheidetemperatur T_{dep} und
- die Prozessgase (Prekursor) SiH_4 , N_2 und N_2O .

Jeder dieser Parameter ist über das Programm für die Ansteuerung der ICP-CVD einstellbar. Die untersuchten Eigenschaften der dielektrischen Schichten sind der Brechungsindex

n , die Abscheiderate R_{dep} , die mechanische Verspannung der Schicht σ und die Ätzrate R_{etch} . Eine übersichtliche Zusammenfassung der Einflüsse der Prozessparameter auf die Schichteigenschaften ist im Anhang C dargestellt.

Neben der Reinigung der Substrate und des Rezipienten, das im vorigen Kapitel 4.1 beschrieben ist, gibt es weitere Standardisierungen, die bei der Abscheidung eingehalten werden:

- Die Abscheidungen der Schichten erfolgt auf GaAs-Wafer mit einem Durchmesser von 2 Zoll (ca. 5 cm).
- Die abgeschiedenen Schichten sind dünner als 500 nm, was laut Literatur als dünner Film ($0,1 \mu\text{m} \dots 1 \mu\text{m}$) bezeichnet wird [11, 34].
- Für alle Abscheidung beträgt der Heliumdruck für die Temperierung des Wafers $P_{\text{He}} = 2,0 \text{ Torr}$, bei der sich ein Heliumgasfluss bis ca. 1,0 sccm unter dem Wafer einstellt.
- Mit Ausnahme bei der Untersuchung der Abscheidetemperatur beträgt die Temperatur für alle Abscheidungen $T_{\text{dep}} = 80^\circ\text{C}$.
- SiN_x wird mit BHF 7:1 und SiO_x wird mit BHF 50:1 bei einer Temperatur von 20°C geätzt.
- Um ein stabiles Plasma ohne Fluktuationen bei einem niedrigeren Druck zu erhalten, wird das „Low Pressure Strike“-Verfahren verwendet (siehe Kapitel 2.6 auf S. 25). Die Zündung des Plasmas erfolgt bei 12 mTorr und sinkt innerhalb von 10 bis 15 sec auf einen niedrigeren Druck.

4.2.1 Übersicht und Vergleich der ICP-CVD

Die Tabelle 4.1 zeigt eine Übersicht über die einstellbaren Eigenschaften der dielektrischen Schichten, die bei der Untersuchung mit der ICP-CVD gemessen werden. Die Ursachen für die Begrenzung der Bereiche sind:

- Die Begrenzung der Schichteigenschaften kommt zum einen durch die Begrenzung der Prozessparameter von der ICP-CVD zustande. Es sind z.B. nur Abscheidung bis zu einer maximalen Abscheidetemperatur von $T_{\text{dep}} = 100^\circ\text{C}$ möglich.
- Um ein stabiles Plasma zu erzeugen und aufrecht zu erhalten, ist nur ein Druckbereich von 3 mTorr bis maximal 40 mTorr möglich. Die Ursachen für diese physikalische Einschränkung sind im Kapitel 2.2 beschrieben.

Tabelle 4.1: Gemessene Eigenschaften der dielektrischen Schichten, die mit der ICP-CVD erreichbar sind. Die Referenzen beziehen sich auf Abbildungen im Anhang C, wo die maximale und minimale Grenze bei den Untersuchungen dargestellt sind.

Schichteigenschaft	SiN _x	Ref.	SiO _x	Ref.
Brechungsindex @ 632nm	1,70 ... 2,38	C.9(a)	1,440 ... 1,485	C.3(a) C.7(a)
Abscheiderate	80 ... 290 Å/min	C.2(b)	65 ... 315 Å/min	C.5(a) C.15(a)
mechanische Verspannung	-620 ... +80 MPa	C.14(b) C.13(b)	-225 ... +25 MPa	C.1(d) C.3(d)
minimale Ätzrate	145 Å/min in BHF 7:1	C.11(b)	320 Å/min (=2,83*) in BHF 50:1	C.5(b)

*relative Ätzrate zum thermischen SiO₂ (siehe dazu Kapitel 3.5)

- Beim Ellipsometer sind nur bestimmte Amplitudenverhältnisse Ψ und Phasendifferenzen Δ auswertbar (siehe Kapitel 3.2), so dass sich der messbare Bereich für den Brechungsindex bis maximal 2,4 erstreckt. Der minimale Brechungsindex von 1,44 wird von der ICP-CVD begrenzt.
- Schichten mit einer hohen Ätzrate von mehr als 1 $\mu\text{m}/\text{min}$ für SiN_x in BHF 7:1 und für SiO_x in BHF 50:1 werden nicht weiter untersucht, da diese Schichten eine schlechte Schichtqualität besitzen.
- Die kompressive oder tensile Verspannung der SiO_x- und SiN_x-Schicht von der ICP-CVD erstreckt sich von -620 MPa bis +80 MPa, und wird sowohl von den Möglichkeiten der ICP-CVD als auch von der Haftung der Schichten auf dem GaAs-Substrat begrenzt. Höhere kompressive Verspannung von ca. 1 GPa ist mit SiO_xN_y erreichbar (siehe Abbildung C.18(b)).

Trotz dieser Einschränkungen kann man in der Tabelle 4.1 erkennen, dass mit der ICP-CVD ein großer Bereich an Eigenschaften für die dielektrische Schicht erreicht werden kann. Eine Gegenüberstellung der Messergebnisse der ICP-CVD mit den Angaben der mechanischen und chemischen Eigenschaften von SiN_x von anderen CVD-Anlagen ist in der Tabelle 4.2 dargestellt. Eine entsprechende Übersicht der Eigenschaften von SiO_x Schichten von verschiedenen CVD-Anlagen ist in [16] gegeben.

Tabelle 4.2: Eigenschaften von SiN_x von verschiedenen CVD-Anlagen.

	APCVD	LPCVD	PECVD	ICP-CVD
T_{dep} [$^{\circ}\text{C}$]	900	700 ... 800	250 ... 350	30 ... 80
n	2,0 ... 2,1	2,01	1,8 ... 2,5	1,70 ... 2,38
R_{dep} [$\text{\AA}/\text{min}$]	1000 ... 3000	20 ... 120	50 ... 500	80 ... 290
σ [MPa]	+1200 ... +1800	+1000	-200 ... +500	-620 ... +80
R_{etch} [$\text{\AA}/\text{min}$] in HF(49%)	< 80	150 ... 300	> 1500	> 1700
Si/N	0,75	0,75	0,8 ... 1,2	nicht bekannt
H-Konzentration [%]	9 ... 12	4 ... 8	20 ... 25	17 ... 22 bei ECR-CVD [33]
Literatur	[31, 22, 29]	[16, 31, 52] [53]	[16, 25, 31] [22, 12]	Messungen

Neben der Abscheidung bei niedrigeren Temperaturen T_{dep} bei der PECVD und der ICP-CVD ist ein weiterer Vorteil gegenüber der APCVD und LPCVD die Variationsmöglichkeit des Brechungsindex von SiN_x und SiO_x (siehe Tabelle 4.1). Der Brechungsindex der dielektrischen Schichten von der APCVD oder der LPCVD erreichen nur eine geringe Variation von 2,0 bis 2,1 für Si_3N_4 [31, 16]. Bei der ICP-CVD ist eine Variation von 1,70 bis 2,38 und bei der PECVD ein vergleichbarer Bereich von 1,8 bis 2,5 erreichbar [16, 22, 25]. Aber nicht nur der Brechungsindex der dielektrischen Schichten kann durch Beeinflussung der Prozessparameter wie Druck, Leistung, Gasfluss usw. variiert werden, sondern auch weitere Eigenschaften der Schicht wie z.B. die mechanische Verspannung.

Die Nachteile der PECVD gegenüber der LPCVD und der APCVD sind ein höherer Wasserstoffgehalt in der Schicht und die schlechtere Stöchiometrie. Der Wasserstoffgehalt einer SiN_x -Schicht von der PECVD beträgt 20-25 %, während in den Schichten von der LPCVD zwischen 4-8 % vorhanden ist [16]. Die Konzentration von Wasserstoff innerhalb der Schicht beeinflusst die dielektrischen Schichteigenschaften. Eine höhere Konzentration bewirkt eine höhere Ätzrate und der Brechungsindex wird herabgesetzt. Die mechanische Verspannung in den Schichten ist tensiler. Eine höhere Wasserstoffkonzentration bewirkt unter anderem eine schlechtere thermische Stabilität und verringert die Barrierewirkung, was die Anwendung als Passivierungsschicht verschlechtert [11, 32, 52, 54, 55]. Um den Wasserstoffgehalt bei einer Plasmaabscheidung zu reduzieren, kann Stickstoff N_2 anstatt Ammoniak NH_3 für die Plasmaabscheidung von SiN_x verwendet werden [12, 11, 32], wie es bei der ICP-CVD und der ECR-CVD durchgeführt wird. Dadurch wird der Anteil

von Wasserstoff in den dielektrischen Schichten von 20... 25 % bei der PECVD [16] auf 17... 22% bei der ECR-CVD [33] reduziert. Da die ECR-CVD und die ICP-CVD ähnlich sind und auch gleichwertig arbeiten (siehe Kapitel 2.8), kann man bei der ICP-CVD von demselben Wasserstoffgehalt ausgehen. In Tabelle 4.2 ist zu erkennen, dass die PECVD gegenüber der ICP-CVD eine höhere Abscheiderate hat und eine höhere tensile Verspannung ermöglicht. Die ICP-CVD scheidet hauptsächlich kompressivere Schichten ab. Ein weiterer Vorteil bei der Anwendung von Stickstoff N_2 anstatt Ammoniak NH_3 wird sich bei der Untersuchung der Abscheidetemperatur T_{dep} im Kapitel 4.2.3 zeigen. Ohne die Schichtqualität zu verschlechtern, kann durch die Anwendung eines wasserstoffärmeren Prozessgases die Abscheidetemperatur herabgesetzt werden.

Das Stöchiometrieverhältnis von PECVD-Siliziumnitrid liegt zwischen $Si/N = 0,8 \dots 1,2$ [16]. Die Variation in der Stöchiometrie der PECVD- und der ICP-CVD-Schichten können dadurch erklärt werden, dass durch die unvollständige Dissoziation der Gasteilchen im Plasma komplexere Abläufe in den chemischen Reaktionen vorhanden sind (siehe Kapitel 2.1). Dies bewirkt eine andere Zusammensetzung des Dielektrikums als beim stöchiometrischen Dielektrikum. Darum kann Siliziumnitrid von der PECVD oder ICP-CVD einen höheren Silizium- als Stickstoffgehalt aufweisen. Betrachtet man in der Tabelle 4.2 die APCVD- und LPCVD-Anlagen, so ermöglichen diese pyrolytisch arbeitenden Anlagen die Abscheidung von stöchiometrischem Si_3N_4 . Die dielektrischen Schichten haben ein Verhältnis von $Si/N = 0,75$ und der Brechungsindex ist zwischen 2,0 und 2,1 [31]. Die Ätzrate der APCVD-Schichten ist bei gleicher Ätzlösung geringer als bei den LPCVD-Schichten, obwohl bei der APCVD ist ein höherer Wasserstoffgehalt in der Schicht vorhanden als bei der LPCVD [22].

Trotz der höheren Ätzrate der LPCVD- Si_3N_4 -Schichten ist für die Herstellung der LPCVD-Schicht eine geringere Temperatur erforderlich als bei der APCVD. Wie es auch im Kapitel 2.5.2 beschrieben ist, haben die dielektrischen Schichten von der LPCVD eine bessere Uniformität und eine konformere Stufenabdeckung. Abweichungen bezüglich der Abscheidetemperatur oder anderer Einstellungen wie dem Prozessgasverhältnis führen zu nicht stöchiometrischen SiN_x . Ein weiteres Absenken der Abscheidetemperatur würde bei der LPCVD eine Verringerung der Abscheiderate bewirken [56, 57, 31]. Da die LPCVD hauptsächlich in der Industrie wegen des hohen Durchsatzes gegenüber den anderen CVD-Anlagen verwendet wird, ist ein Absenken der Temperatur nicht sinnvoll [31, 16].

4.2.2 Tendenzen der SiN_x-Schichten von der ICP-CVD

Bei Untersuchung der Einflüsse der Prozessparameter auf die SiN_x-Schichteigenschaften, die im Anhang C zusammengefasst sind, ist eine Korrelation bzw. eine Tendenz erkennbar, die in Gl. 4.1 zusammengefasst ist.

$$n \uparrow \sim R_{\text{etch}} \downarrow \sim \sigma \downarrow (\text{kompRESSIVER}) \sim R_{\text{dep}} \downarrow \quad (4.1)$$

Die Tendenz bei SiN_x-Schichten von der ICP-CVD ist, dass eine Erhöhung des Brechungsindex n ein Absenken der Ätzrate R_{etch} bewirkt und die Schichten tendenziell eine kompressivere Verspannung σ aufweisen. Die Abscheiderate R_{dep} tendiert ebenfalls abzusinken, wenn der Brechungsindex n ansteigt. Eine Erklärung könnte sein, dass durch eine geringere Abscheiderate die Wahrscheinlichkeit höher ist, dass die Atome an energetisch günstigsten Plätzen gelangen. Dies führt zu einer höheren Schichtdicke und damit zu einer kleineren Ätzrate, was auch zu einer kompressiveren mechanischen Verspannung führt. Nach Pliskin [29] hat eine höhere Dichte auch einen größeren Brechungsindex zur Folge ($\rho_{\text{Film}} \propto n$), wodurch auch die Erhöhung des Brechungsindex erklärbar ist.

Abbildung 4.1 zeigt graphisch die Korrelation der Abscheiderate R_{dep} , der Verspannung σ und der Ätzrate R_{etch} von SiN_x in Abhängigkeit vom Brechungsindex n . Abbildung 4.1 basiert auf Messergebnissen, bei der der Einfluss des Abscheidedruckes P_{dep} untersucht wird (siehe Abbildung C.4 auf S.167). Die in der Abbildung dargestellte Tendenz ist auch zu beobachten, wenn die Prozessparameter Plasmaleistung P_{ICP} , Temperatur T_{dep} und Prozessgasverhältnis SiH₄/N₂ sowie die Gasflussänderung von nur einem Prozessgas variiert werden (siehe dazu Anhang C).

Die in Gl. 4.1 dargestellten Zusammenhänge gelten nur, wenn die Einstellung der SiN_x-Schichteigenschaften ohne eine Variation der in das Plasma kapazitiv eingekoppelte Leistung P_{RF} und ohne eine Variation der Gesamtgasflusses SiH₄ + N₂ erfolgt. Eine Variation dieser Parameter ergibt ein anderes Bild. Die in das Plasma eingekoppelte kapazitive Leistung P_{RF} , die in dieser Arbeit die induktive Plasmaquelle P_{ICP} unterstützt, kann die Tendenz in Gl. 4.1 für den Brechungsindex, die Ätzrate und die mechanische Verspannung bestätigen. Aber bei der Abscheiderate ist der gegenteilige Effekt zu beobachten und die Messergebnisse zeigen eine relativ starke Streuung (siehe Abbildung C.6 auf S. 168). Der gleiche Sachverhalt ist zu erkennen, wenn der in den Rezipienten injizierte Gesamtgasfluss SiH₄ + N₂ variiert wird, wobei das Prozessgasverhältnis SiH₄/N₂ und der Druck konstant sind (siehe Abbildung C.11 auf S. 171). Bei der Variation des Gesamtgasflusses SiH₄ + N₂ gibt es Abweichungen bezüglich der Abscheiderate und der Ätzrate. Der umgekehrte Fall, bei der das Prozessgasverhältnis SiH₄/N₂ variiert und der Gesamtgasfluss SiH₄ + N₂ konstant ist, bestätigt allerdings die angegebene Tendenz in Gl. 4.1.

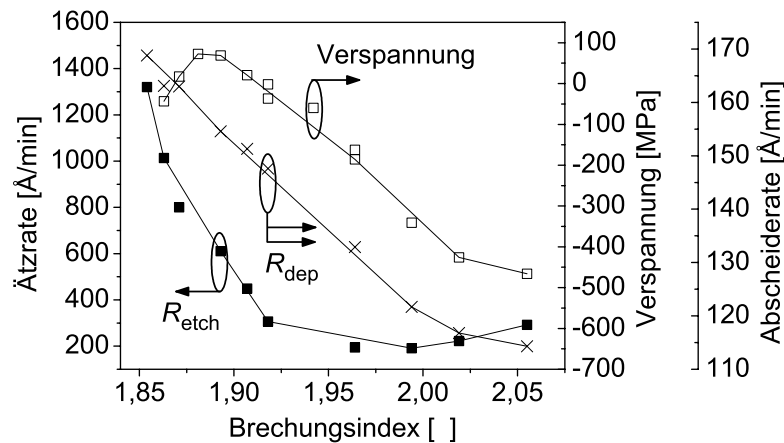


Abbildung 4.1: Tendenz der Eigenschaften der ICP-CVD-SiN_x-Schichten. Die Abbildung basiert auf Messergebnissen, bei der der Abscheidedruck P_{dep} variiert wird.

4.2.3 Abscheidetemperatur und Ättrate

Die Variation der Abscheidetemperatur erfolgt bei der ICP-CVD bis zur maximalen Temperatur von 100 °C. Die Untersuchungen zeigen, dass die Ättrate von SiN_x sich bei einer Erhöhung der Abscheidetemperatur halbiert und dass nur ein geringer Einfluss auf die anderen Schichteigenschaften von SiN_x und SiO_x vorhanden ist, wie es beim Brechungsindex in Abbildung 4.2 zu sehen ist.

In dem untersuchten Temperaturbereich beträgt die relative Ättrate von SiO_x 3 bis 4 (siehe Abbildung 4.2(b)), d.h., dass die Ättrate vom abgeschiedenen SiO_x um den Faktor 3 bis 4 höher ist als die des thermischen SiO₂, welches bei 1000 °C hergestellt wird. Hier ist bereits der Vorteil der ICP-CVD zu erkennen. Das abgeschiedene SiO_x der ICP-CVD hat zwar eine etwas höhere Ättrate, aber es wird bei einer deutlich geringeren Temperatur hergestellt. Die geringe Ättrate von SiO_x ist aber nur dann der Fall, wenn bei der Plasmaabscheidung zusätzlich zu der induktiv eingekoppelten Leistung P_{ICP} noch der zweite Plasmagenerator P_{RF} aktiv ist. Diese Untersuchung wird im Kapitel 4.2.6 behandelt. Doch es sollte bereits hier erwähnt werden, dass die Ättrate von SiO_x erheblich höher ist, falls dieser Plasmagenerator nicht aktiv ist.

Die Ättrate von SiN_x, bei der der 2. Plasmagenerator P_{RF} nicht eingeschaltet ist, ist in Abbildung 4.2(b) dargestellt. Der Einfluss vom 2. Plasmagenerator P_{RF} wird im Kapitel 4.2.6 untersucht. Bei dieser Untersuchung beträgt die kleinste Ättrate ungefähr 220 Å/min in BHF 7:1. Durch eine Variation der Prozessparameter kann sogar eine minimale Ättrate von 145 Å/min erreicht werden, was im Anhang in Abbildung C.11(b) dargestellt ist. Die

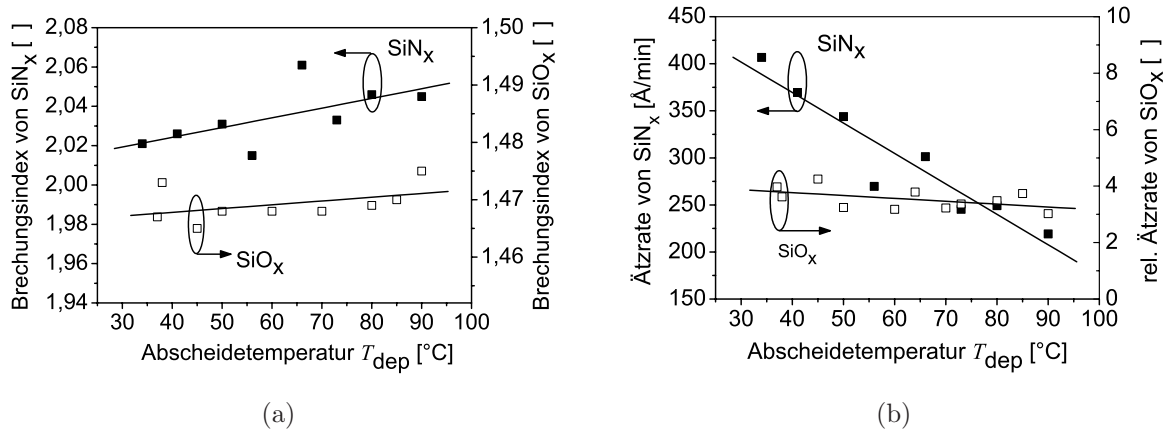


Abbildung 4.2: Einfluss der Abscheidetemperatur auf den Brechungsindex und die Ätzrate von SiN_x und SiO_x (Prozesseinstellungen für SiO_x und SiN_x im Anhang C auf S. 169).

Ätzrate ist damit vergleichbar mit den Ätzraten von anderen Plasmaabschideanlagen, wie es in der Tabelle 4.3 dargestellt ist.

Wie man es in der Tabelle 4.3 sehen kann, haben die Schichten von der ICP-CVD- und ECR-CVD-Anlage fast die gleichen Ätzraten und damit Schichtqualitäten. Beide Plasmaanlagen sind vom Prinzip her identisch und unterscheiden sich nur in der Plasmaquelle (siehe Kapitel 2.8), was durch die gleichen Ätzraten bestätigt wird. Die Erkenntnisse von der ECR-CVD zur Schichtabscheidung können daher für die ICP-CVD verwendet werden.

Die mit einem Parallelplattenreaktor realisierte PECVD, welche für SiN_x die Prozessgase SiH_4 , NH_3 und/oder N_2 verwendet, hat ebenfalls eine vergleichbare Ätzrate und gleichwertige Schichtqualitäten. Allerdings erfolgt die Abscheidung bei 300 °C, was die Anwendungsmöglichkeiten für temperaturempfindliche Materialien und Bauelemente einschränkt. Die Ursache, warum bei der ICP-CVD gegenüber der PECVD eine fast vergleichbare Ätzrate bei geringer Abscheidetemperatur möglich ist, ist die Erzeugung einer hohen Plasmadichte. Durch die Verwendung dieses Reaktortyps ist auch die Anwendung von schwer dissoziierbaren Gasen wie Stickstoff möglich, ohne dabei die abzuschleifende Probe durch das Plasma in Mitleidenschaft zu ziehen. Die Anwendung von Stickstoff N_2 anstatt Ammoniak NH_3 für die Abscheidung von SiN_x hat den Vorteil, dass wasserstoffärmere SiN_x -Schichten hergestellt werden können [12, 32, 25].

Die PECVD hat bei einer Abscheidetemperatur von 300 °C bis 350 °C einen Wasserstoffgehalt von 20 bis 25 %. Wenn man bei der PECVD die Abscheidetemperatur herabsenkt, würde diese zu einem Anstieg des Wasserstoffgehalts und damit zu einem Anstieg der Ätzrate führen [11]. Dagegen enthalten SiN_x -Schichten von der ICP-CVD bei einer Ab-

Tabelle 4.3: Vergleich der Ätzzraten von SiN_x von verschiedenen Plasmaabscheideanlagen und der pyrolytischen Abscheidung mit APCVD.

	ICP-CVD	ECR-CVD	PECVD	APCVD
Abscheidung	Plasma			thermisch
T_{dep}	80 °C	90 °C	300 °C	900 °C
Prozessgase	$\text{SiH}_4 + \text{N}_2$	$\text{SiH}_4 + \text{N}_2$	$\text{SiH}_4 + \text{NH}_3$	$\text{SiH}_4 + \text{NH}_3$
R_{etch}	$\sim 200 \text{ \AA}/\text{min}$	$\sim 200 \text{ \AA}/\text{min}$	$\sim 130 \text{ \AA}/\text{min}$	$< 80 \text{ \AA}/\text{min}$
Ätzlösung 20 °C - 25 °C	BHF 7:1 (HF $\sim 6,2 \%$)	BHF 9:1 (HF $\sim 5,1 \%$)	BHF 7:1 (HF $\sim 6,2 \%$)	BHF 7:1 (HF $\sim 6,2 \%$)
Literatur		[33]	[29]	[29, 31]

scheidetemperatur $< 100 \text{ °C}$ einen geringeren Wasserstoffgehalt von 17 bis 22 % [25, 16, 33]. Eine Erhöhung der Abscheidetemperatur bei der ICP-CVD auf 300 °C ergibt sogar eine geringere Ätzzrate als bei der PECVD, wie es in Abbildung 4.3 von „Oxford Instruments Plasma Technology“ zu sehen ist.

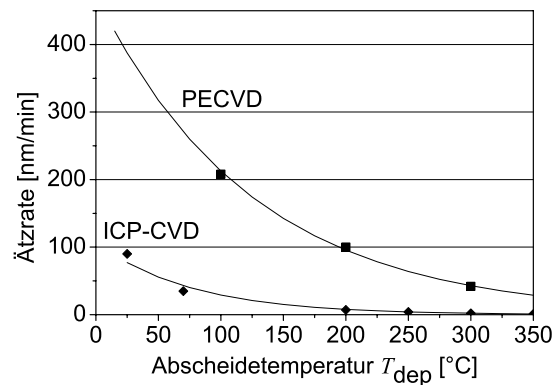


Abbildung 4.3: Ätzzrate in Abhängigkeit von der Abscheidetemperatur bei einer PECVD und einer ICP-CVD (Quelle: Oxford Instruments Technology). Beide CVD-Anlagen verwenden die Prozessgase SiH_4 und N_2 .

4.2.4 Induktive Leistung und Kantenbedeckung

Abbildung 4.4 zeigt den Einfluss der induktiv eingekoppelten Leistung P_{ICP} auf die Schichteigenschaften. Man kann erkennen, dass die induktive Leistung P_{ICP} einen größeren Einfluss auf die Schichteigenschaften hat als die im vorigen Kapitel untersuchte Abscheidetem-

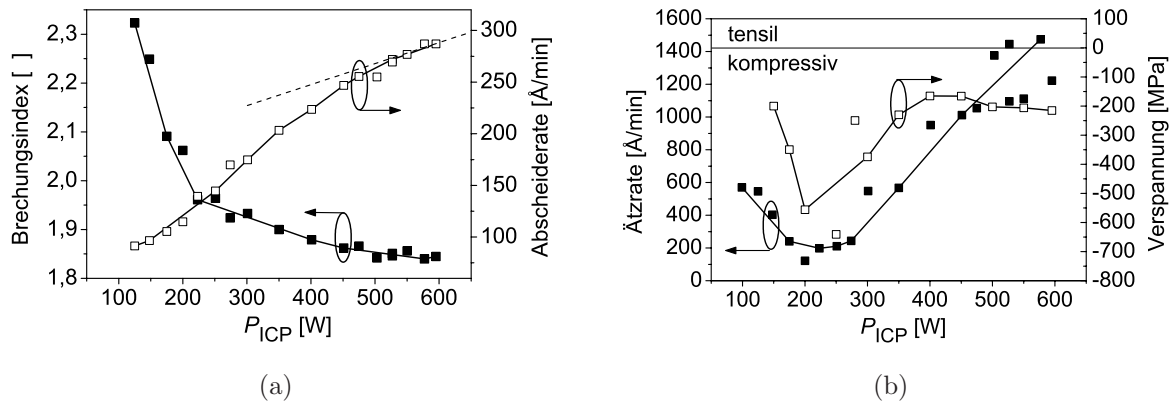


Abbildung 4.4: Einfluss der induktiven Leistung P_{ICP} auf die SiN_x -Schicht. Prozesseinstellungen im Anhang C auf S. 165.

peratur. Mit der induktiv eingekoppelten Leistung bis 600 W variiert der Brechungsindex von 1,85 bis 2,3 (siehe Abbildung 4.4(a)). Es ist aber auffällig, dass die größte Änderung bis zu einer Leistung von $P_{ICP} \approx 220$ W erfolgt und oberhalb dieser Leistung eine geringe Änderung vorhanden ist. Die Erklärung für dieses Schwellverhalten ist vermutlich die Dissoziation des Stickstoffes. Unterhalb einer Leistung von $P_{ICP} < 220$ W ist die zugeführte Energie in das Plasma noch zu gering, um genügend Stickstoff zu dissoziieren. Dies führt dazu, dass unterhalb von $P_{ICP} \approx 220$ W in den ablaufenden chemischen Reaktionen mehr Silizium in die dielektrische Schicht eingebaut wird, so dass durch den Überschuss an Silizium in der Schicht der Brechungsindex größer als 2,0 ist. Bei einer Erhöhung der Leistung P_{ICP} wird beim Überschreiten der Schwelle mehr Stickstoff dissoziiert und in die Schicht eingebaut, was zu einem Absenken des Brechungsindex führt [32].

Eine Erhöhung der Leistung P_{ICP} bewirkt einen fast linearen Anstieg der Abscheiderate von SiN_x . Bei genauerer Betrachtung kann man erkennen, dass ab $P_{ICP} \approx 600$ W der Anstieg allmählich abzuflachen beginnt. In Abbildung 4.4(a) ist dies durch Anlegen einer Tangente verdeutlicht. Man kann davon ausgehen, dass bei einer weiteren Erhöhung der Leistung über die maximalen 600 W der Anstieg noch weiter abflacht, so dass eine Sättigung stattfindet. Dies wird auch in [32] bei einer ICP-CVD mit anderen Einstellungen der Prozessparameter beobachtet.

Für den abfallenden Verlauf der Abscheiderate R_{dep} gibt es zwei zu überprüfende Erklärungen. Eine Erklärung ist, dass durch die Erhöhung der Leistung mehr von den Prozessgasen dissoziiert wird. Da nur eine begrenzte Gasmenge in die Kammer injiziert wird, kann nur eine begrenzte Menge von Ionen zur Verfügung gestellt werden und der Prozess sättigt bei einer weiteren Erhöhung der Leistung P_{ICP} . Eine weitere Erklärung könnte sein,

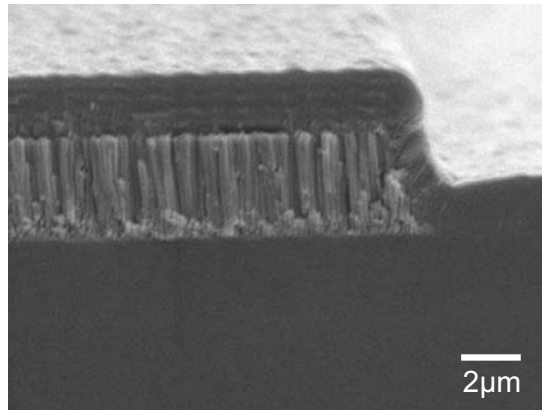


Abbildung 4.5: Kantenabscheidung an eine aus Nickel bestehende Opferschicht. Die horizontale Schichtdicke beträgt $1,17\,\mu\text{m}$ und die vertikale $2,01\,\mu\text{m}$.

dass sich bei hohen Leistungen die reaktionsbestimmenden Prozesse an der Oberfläche bemerkbar machen. Da die Abscheidung in der ICP-CVD bei geringen Temperaturen stattfinden, handelt es sich bei der Abscheidung hauptsächlich um eine reaktionsbestimmende Abscheidung (siehe auch Abbildung 2.4 im Kapitel 2.5.2). Daher wird die Abscheidung auch bei einer hohen Plasmadichte durch die an der Oberfläche ablaufenden chemischen Reaktionen begrenzt, was die Sättigung der Abscheiderate bei höherer Leistung erklärt.

Da die chemischen Reaktionen auf reaktionsbegrenzte Prozesse zurückzuführen sind, müssen die Abscheidung an einer Kanten mit der ICP-CVD eine fast konforme Abscheidung aufweisen. Eine Kantenabscheidung ist in Abbildung 4.5 mit dem Raster-Elektronen-Mikroskop REM aufgenommen. Bei dieser Untersuchung ist zur Testzwecken ein DBR mit 4,5 Perioden auf eine aus Nickel bestehende Opferschicht abgeschieden. Die Stufenabdeckung, die mit Gl. 4.2 berechnet wird [42], beträgt bei dieser Abscheidung ca. 57%.

$$\text{Stufenabdeckung} = \frac{d_{\text{Film}}(\text{horizontal})}{d_{\text{Film}}(\text{vertikal})} \cdot 100\% \quad (4.2)$$

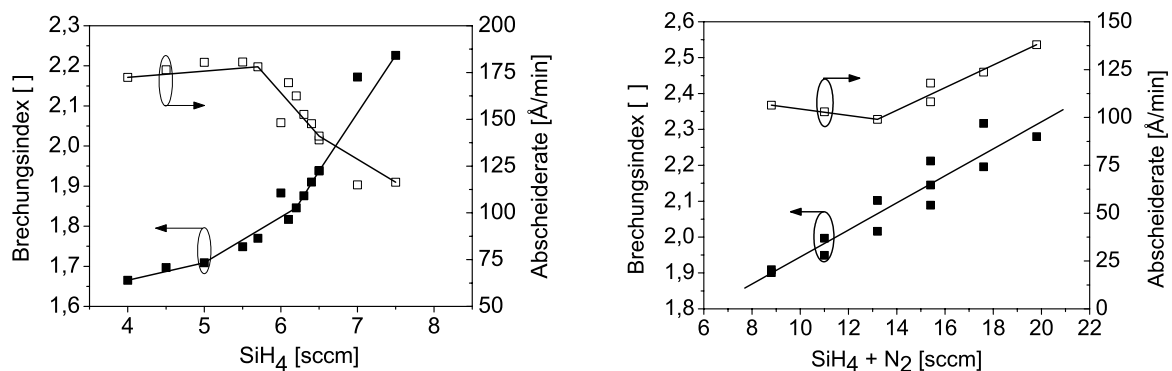
Durch eine Optimierung der Prozesseinstellungen (Rezept) für die Abscheidung kann voraussichtlich eine Abscheidung mit 60% oder darüber hinaus erreicht werden. Bessere Kantenabdeckungen lassen sich mit einer PECVD unter Anwendung des Prozessgases Tetraethylorthosilicate TEOS erreichen [22].

Der Einfluss des Schwellverhaltens bei $P_{\text{ICP}} \approx 220\,\text{W}$ kann man auch im Verlauf der Ätzrate in Abbildung 4.4(b) erkennen, da die kleinste Ätzrate mit $200\,\text{\AA}/\text{min}$ bei $P_{\text{ICP}} \approx 220\,\text{W}$ liegt. Ab dieser Leistung steigt die Ätzrate linear an und die Schichten haben damit eine schlechtere Qualität. Eine Erklärung für die Verschlechterung der Ätzrate kann in Kombination mit der Abscheiderate und des Brechungsindex gefunden werden.

Die höhere Abscheiderate bewirkt, dass die Atome oder Moleküle eine geringere Wahrscheinlichkeit haben, die energetisch günstigste Stellen zu erreichen, so dass dadurch die Schichten eine geringere Dichte aufweisen und damit eine höhere Ätzrate haben. Da die Schichtdicke zum Brechungsindex proportional ist ($\rho_{\text{Film}} \propto n$) [29], hat eine geringere Schichtdicke einen geringeren Brechungsindex zur Folge.

4.2.5 Einfluss der Prozessgase

Zu Beginn der Untersuchung über den Einfluss der Prozessgase wurde nur ein Gasfluss reguliert und der Druck während der Abscheidung wurde konstant gehalten, wie es in Abbildung 4.6(a) dargestellt ist. In der praktischen Anwendung ist diese Vorgehensweise die einfachste Möglichkeit, die Schichteigenschaften durch eine Variation des Prozessgasflusses zu verändern. Bei dieser Vorgehensweise wird aber nicht nur das Verhältnis zwischen den Prozessgasen SiH_4/N_2 verändert, sondern auch der Gesamtgasfluss $\text{SiH}_4 + \text{N}_2$. Anfänglich ging man davon aus, dass die Veränderung des Gesamtgasfluss $\text{SiH}_4 + \text{N}_2$ bei konstantem Druck P_{dep} und konstantem Prozessgasverhältnis SiH_4/N_2 keinen Einfluss auf die Schichteigenschaften ausübt. Doch es stellte sich das Gegenteil heraus und eine Änderung der Schichteigenschaften ist zu beobachten, wie es in Abbildung 4.6(b) zu sehen ist. In der folgenden Untersuchung werden die Schichteigenschaften mit einem veränderlichem Prozessgasverhältnis SiH_4/N_2 bei konstanten Druck P_{dep} und konstantem Gesamtgasfluss $\text{SiH}_4 + \text{N}_2$ untersucht. Eine Zusammenfassung über den Einfluss der Prozessgase ist im Anhang C in den Abbildungen C.13 bis C.16 dargestellt.



(a) $\text{N}_2 = 6,0 \text{ sccm}$; SiH_4/N_2 und $\text{SiH}_4 + \text{N}_2$ variieren. (b) $\text{SiH}_4/\text{N}_2 = 1,2 = \text{const}$ und $\text{SiH}_4 + \text{N}_2$ variiert.

Abbildung 4.6: Einfluss des SiH_4 -Flusses (a) und des Gesamtgasflusses $\text{SiH}_4 + \text{N}_2$ (b) bei konstantem Druck P_{dep} auf die SiN_x -Schicht. Die Prozesseinstellungen sind im Anhang C für (a) auf S. 172 und für (b) auf S. 171.

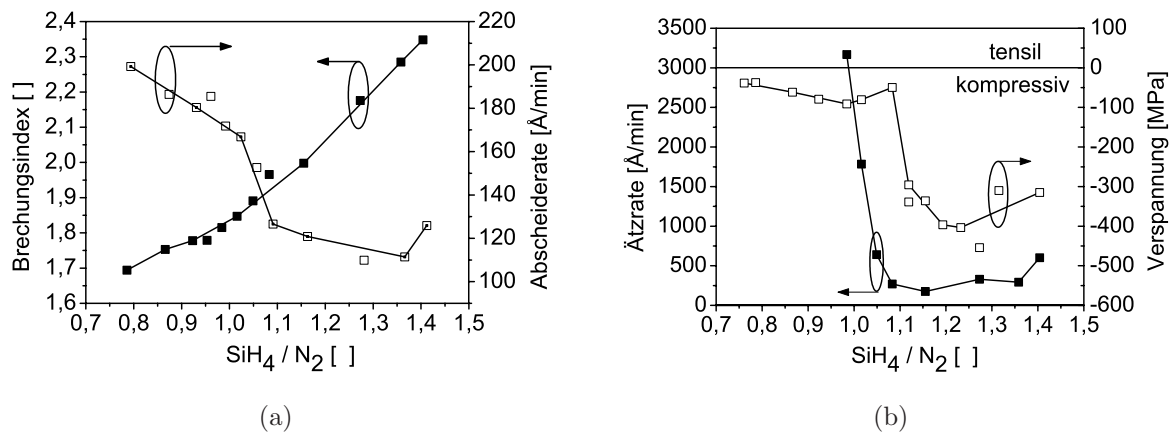


Abbildung 4.7: Einfluss bei veränderlichem Prozessgasverhältnis SiH_4/N_2 und konstanten Gesamtgasfluss $\text{SiH}_4 + \text{N}_2 = 12,5 \text{ sccm}$ und Druck $P_{\text{dep}} = 5,0 \text{ mTorr}$ auf die SiN_x -Schicht. Die Prozesseinstellungen sind im Anhang C auf S. 170.

In Abbildung 4.7 ist der Einfluss der Prozessgase auf die Eigenschaften von SiN_x -Schichten dargestellt. Durch die Variation des Prozessgasverhältnisses SiH_4/N_2 ist ein Brechungsindex von 1,70 bis 2,38 erreichbar. Ein weiterer Anstieg des Brechungsindex über 2,3 wäre durchaus denkbar, doch kann dies nicht überprüft werden, da die Untersuchung durch den Messbereich vom Ellipsometer begrenzt wird.

Die Abscheiderate, die Ättrate und die mechanische Verspannung zeigen einen Sprung zwischen $1,0 < \text{SiH}_4/\text{N}_2 < 1,1$. Bei einer Erhöhung von SiH_4/N_2 fallen die Abscheiderate und die Ättrate auf annähernd konstante Werte. Die Verspannung zeigt einen deutlichen Sprung und fällt bei einer Erhöhung von SiH_4/N_2 von einer geringen Verspannung auf einen hohen kompressiven Wert. Eine Erklärung ist, dass bei einem Prozessgasverhältnis von $\text{SiH}_4/\text{N}_2 < 1,0$ in den Schichten weniger Silizium und mehr Stickstoff enthalten ist. Dadurch ist keine optimale Schichtzusammensetzung und -dichte vorhanden, was den geringen Brechungsindex und die geringe mechanische Verspannung erklärt. Ab dem Prozessgasverhältnis $\text{SiH}_4/\text{N}_2 > 1,0$ verbessert sich die Schichtzusammensetzung, was durch die Messung einer geringen Ättrate bestätigt wird. Beim Brechungsindex ist dagegen bei einer Erhöhung von SiH_4/N_2 ein linearer Anstieg zu erkennen (siehe Abbildung 4.7(a)). Die Ursache für den Anstieg des Brechungsindex ist ebenfalls auf das Absenken des Stickstoff- und auf die Erhöhung des Siliziumanteils zurückzuführen. Der gleiche Sachverhalt ist auch bei einer ECR-CVD zu beobachten, bei der die Gasflüsse zueinander variiert werden und der gesamte Gasfluss konstant ist [33, 32].

4.2.6 Kapazitive Leistung und Abscheidedruck

Bei der Untersuchung zum Einfluss der Prozessparameter auf die Schichteigenschaften ist die induktive Plasmaquelle P_{ICP} die Hauptquelle und die kapazitive Plasmaquelle P_{RF} unterstützt die Plasmaprozesse. Der Einfluss der kapazitiven Plasmaquelle bewirkt eine Beschleunigung der Plasmateilchen zur Elektrode, was ein Einschlag von Partikeln auf die Elektrode bewirkt, auf der sich die Probe befindet.

In diesem Abschnitt wird neben dem Einfluss des Abscheidedruckes auf die Schichteigenschaften von SiO_x und SiN_x auch der Einfluss der kapazitiv eingekoppelten Leistung P_{RF} betrachtet, was in den Abbildungen 4.8(a) bis 4.8(d) abgebildet ist. Die auffälligste Beobachtung in den Abbildungen 4.8(a) bis 4.8(d) ist der Einfluss der kapazitiv gekoppelten Leistung P_{RF} , wenn SiO_x mit Zuschalten der kapazitiven Leistung P_{RF} abgeschieden wird. Mit Hinzufügen der kapazitiven Leistung P_{RF} sind die Eigenschaften der SiO_x -Schichten druckunabhängig, während SiO_x ohne den Einsatz der kapazitiven Leistung vom Druck beeinflusst wird. Auf den Einfluss der kapazitiven Leistung P_{RF} auf die SiN_x -Schicht wird noch eingegangen, doch es sei bereits jetzt erwähnt, dass sich die SiN_x -Schichteigenschaften durch die kapazitive Leistung P_{RF} verschlechtern.

Ohne die kapazitiv eingekoppelte Leistung ($P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$) kann man in Abbildung 4.8(a) erkennen, dass SiN_x und SiO_x die gleiche abfallende Tendenz haben. Bei einem Druckanstieg sinkt bei beiden dielektrischen Schichten der Brechungsindex. Allerdings gibt es einen Unterschied in den einstellbaren Bereichen. Bei SiO_x variiert der Brechungsindex von 1,44 ... 1,47 ($\Delta = 0,03$), während bei SiN_x mit einer Differenz von $\Delta n = 0,2$ (1,85 ... 2,05) in einen erheblich größeren Bereich variiert werden kann. Tendenziell ist bei beiden Materialien mit einer Druckerhöhung ein Anstieg der Abscheiderate vorhanden. Die Abscheiderate in Abbildung 4.8(b) zeigt für SiO_x mit $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$ einen fast konstanten Verlauf und steigt erst bei einem höheren Druck leicht an. Dagegen steigt bei SiN_x die Abscheiderate an und beginnt dann zu sättigen. Die mechanische Verspannungen von SiO_x und SiN_x in Abbildung 4.8(c) zeigen einen ansteigenden Verlauf, erreichen ein Maximum, das im tensilen Bereich ist, und fallen dann wieder ab. Dies ist besonders bei SiN_x zu erkennen. SiN_x ermöglicht einen erheblich größeren Bereich für die mechanische Verspannung von -500 MPa kompressiv bis +100 MPa tensil im Vergleich zu SiO_x , dass nur ein Bereich von $\pm 30 \text{ MPa}$ ermöglicht. In beiden Verläufen ist erkennbar, dass mit der Variation des Druckes eine tensile Verspannung erreicht wird.

Mit den Erkenntnissen von den ECR-CVD-Anlagen können die oben dargestellten Messverläufe, die bisher ohne den Einfluss der kapazitiven Leistung P_{RF} beschrieben sind, erklärt werden [33, 58, 59]. Durch die Druckänderung verändert sich der Stickstoff- und

Siliziumgehalt in den Schichten, so dass der Brechungsindex verändert wird, obwohl die Gasflüsse für die Prozessgase bei dieser Untersuchung unverändert sind. Es ist bei den ECR-CVD-Schichten ebenfalls bekannt, dass durch einen Druckanstieg der Wasserstoffgehalt ansteigt [33, 58, 59], was den Anstieg der Ätzrate und die tensilere Verspannung bzw. die geringere Dichte bei beiden Materialien von der ICP-CVD erklärt.

Eine Fortsetzung der Untersuchung bei höherem Druck ohne den Einfluss der kapazitiven Leistung P_{RF} ist nicht durchgeführt worden, da bei beiden dielektrischen Materialien ein Anstieg der Ätzrate und damit eine Verschlechterung der Qualität vorhanden ist (siehe Abbildung 4.8(d)). Bei SiO_x mit $P_{RF}=0\text{ W}$ unterscheidet sich die relative Ätzrate zum thermischen SiO_2 um mehr als 10 und steigt bei einer Erhöhung des Druckes sogar auf ca. 60 an.

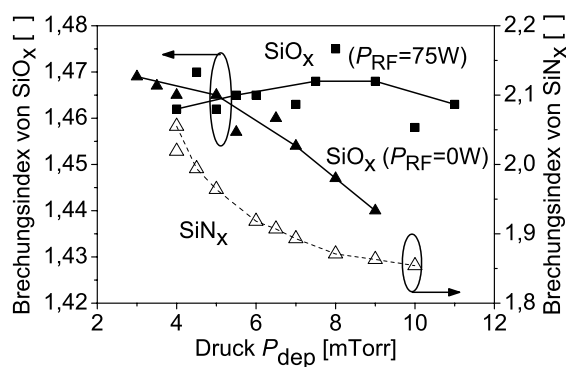
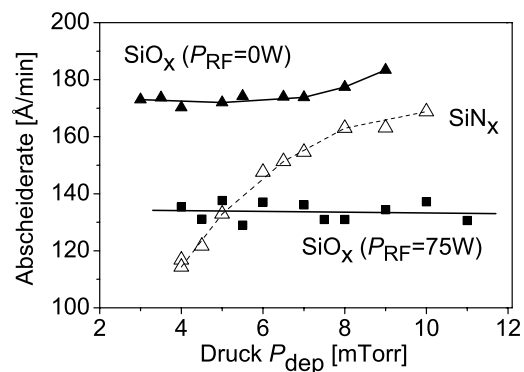
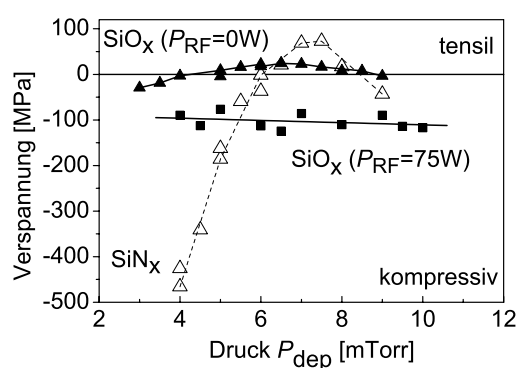
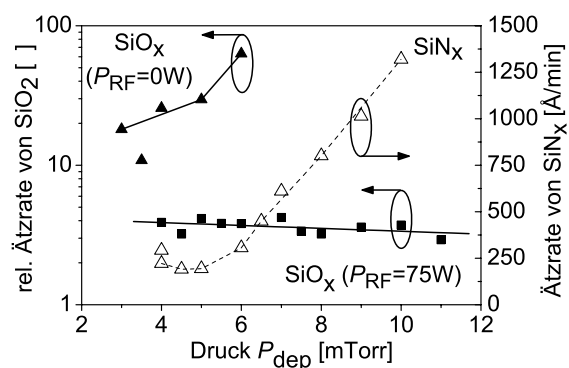
(a) n von SiN_x und SiO_x (b) R_{dep} von SiN_x und SiO_x (c) Verspannung von SiN_x und SiO_x (d) R_{etch} von SiN_x und SiO_x

Abbildung 4.8: Einfluss des Druckes auf SiN_x - und SiO_x -Schichten. Bei SiO_x ist der Einfluss mit und ohne kapazitive Leistung P_{RF} dargestellt. Während der Abscheidung von SiO_x ist $U_{\text{Bias}} = -110\text{ V}$. Die Prozesseinstellungen sind im Anhang C auf S. 166 und 168.

Tabelle 4.4: Einfluss der kapazitiven Leistung auf die dielektrischen Schichten.

	SiO _x				SiN _x		
P_{RF}	0 W		75 W		0 W		150 W
n	1,457	↗	1,469		2,00	↘	1,785
R_{dep}	147 Å/min	↘	135 Å/min		120 Å/min	↗	184 Å/min
Verspannung	+16 MPa	↘	-160 MPa		-291 MPa	↗	-66 MPa
R_{etch}	62	↘	4		340 Å/min	↗	2220 Å/min

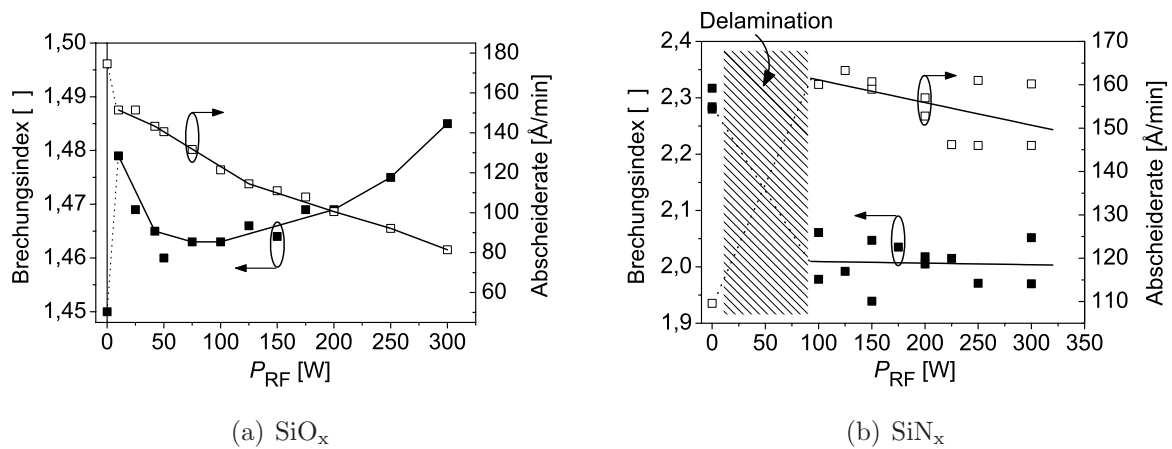


Abbildung 4.9: Einfluss der kapazitiv gekoppelten Leistung auf SiO_x- und SiN_x. Die DC-Bias ist zwischen $U_{\text{Bias}} = -100$ V für $P_{\text{RF}} = 100$ W und $U_{\text{Bias}} = -370$ V für $P_{\text{RF}} = 300$ W. Prozesseinstellungen sind im Anhang C auf S. 168.

Dies ändert sich aber, wenn SiO_x mit kapazitiver Leistung abgeschieden wird, wie es in Abbildung 4.8(d) und in Tabelle 4.4 dargestellt ist. Die relative Ätzrate von SiO_x ist von 62 ohne P_{RF} auf 4 mit P_{RF} gefallen (siehe Tabelle 4.4). Die SiO_x-Schichten sind dadurch dichter und haben eine höhere kompressive Verspannung und einen höheren Brechungsindex. Durch den positiven Einfluss auf die SiO_x-Schichten ist eine Untersuchung auch bei höherem Druck möglich, die in Abbildung C.5(a) und Abbildung C.5(b) im Anhang C auf S. 167 dargestellt sind. Es zeigt sich, dass ab einem Abscheidedruck von 10 mTorr bis zu einem maximalen durchführbaren Druck von 40 mTorr nur die Abscheiderate die auffälligste Veränderung hat, nämlich einen linear abfallenden Verlauf. Alle anderen Eigenschaften sind fast konstant oder zeigen nur eine geringe Veränderung ab 10 mTorr.

In der Tabelle 4.4 kann man auch erkennen, dass die kapazitiv eingekoppelte Leistung P_{RF} einen gegenteiligen Effekt bei SiN_x-Schichten bewirkt. Die ESCA-Untersuchungen (siehe

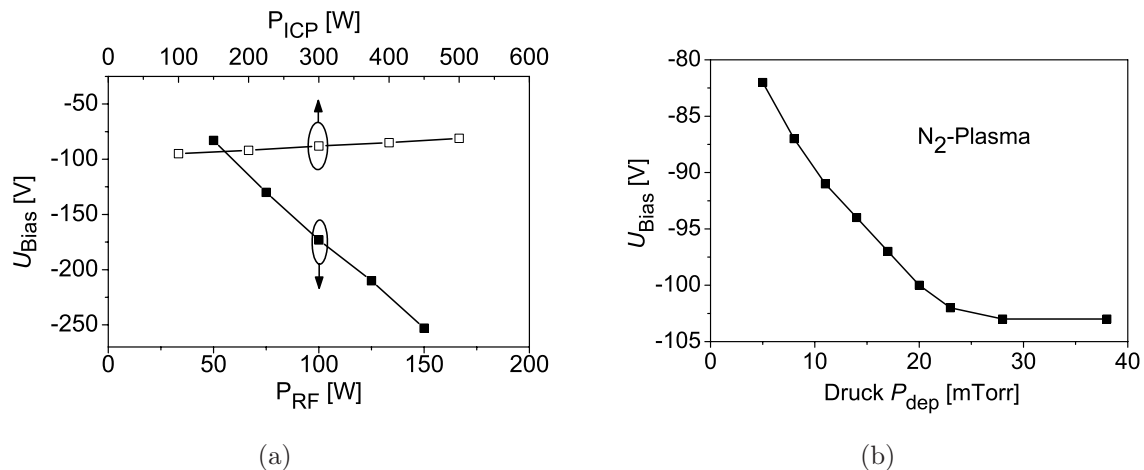


Abbildung 4.10: Self-Bias U_{Bias} bei kapazitiv eingekoppelter Leistung P_{RF} mit $P_{ICP} = 500 \text{ W} = \text{const}$ sowie bei induktiv eingekoppelter Leistung P_{ICP} mit $P_{RF} = 50 \text{ W} = \text{const}$ (a) und bei Veränderung des Druckes P_{dep} (b)

Kapitel 4.5) werden zeigen, dass die Dichte der Schichten geringer wird und dadurch alle anderen Schichteigenschaften beeinflusst werden.

Inwiefern die SiO_x - und SiN_x -Schichteigenschaften vom Prozessparameter P_{RF} bei einem konstanten Abscheidedruck abhängen, ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Sobald die kapazitive Leistung aktiviert wird, zeigen die Schichteigenschaften eine sprunghafte Veränderung. Der Brechungsindex von SiO_x steigt sprunghaft zu höheren Werten und fällt allmählich bis zu einem Minimum bei ca. $P_{RF} = 75 \text{ W}$ ab. Bei SiN_x ist sogar eine Ablösung der Schicht (Delamination [25]) zu beobachten, wenn SiN_x mit $0 \text{ W} < P_{RF} < 100 \text{ W}$ hergestellt wird.

Eine Erklärung für den abfallenden Verlauf der Abscheiderate mit Erhöhung der kapazitiven Leistung P_{RF} bei SiO_x und SiN_x ist der konkurrierende Prozess zwischen der Abscheidung der Schicht und der gleichzeitigen Abtragung durch den Ionenbeschuss während der Abscheidung. Da die Ionen des Plasmas zur Probe hin beschleunigt werden, findet gleichzeitig eine Abtragung durch den Ionenbeschuss statt. Durch die Erhöhung der kapazitiven Leistung P_{RF} erhöht sich die Sputterrate.

Je höher die Self-Bias-Spannung U_{Bias} ist (siehe Kapitel 2.4), desto größer ist die Energie, die die Ionen beim Auftreffen auf die Probe haben. Wie es der Name bereits sagt, stellt sich die Self-Bias-Spannung während des Plasmaprozesses von selbst ein und kann nur indirekt von den Einstellungen der Prozessparameter beeinflusst werden, wie es in Abbildung 4.10 bei einem Stickstoffplasma zu sehen ist. Die kapazitive Leistung P_{RF} hat

einen großen Einfluss auf die Self-Bias-Spannung U_{Bias} (siehe Abbildung 4.10(a)). Dagegen zeigt die induktive Leistung P_{ICP} bei konstanter kapazitiver Leistung $P_{\text{RF}} = 50 \text{ W}$ nur einen geringen ansteigenden Verlauf (siehe Abbildung 4.10(a)). Eine Druckerhöhung bewirkt zuerst eine höhere negative Spannung und hat dann einen konstanten Verlauf (siehe Abbildung 4.10(b)).

4.2.7 Einfluss des Substrates

Die in dieser Arbeit entwickelten MOEMS-Komponenten verwenden zwar GaAs als Substrat, doch können auch andere Halbleitermaterialien wie z.B. Silizium verwendet werden. Außerdem werden dielektrische Schichten auch auf Opferschichten für MOEMS-Komponenten abgeschieden, die aus metallische oder organische Materialien bestehen. Dieses Kapitel untersucht nun den Einfluss der unterschiedlichen Substrate auf die dielektrischen Schichten.

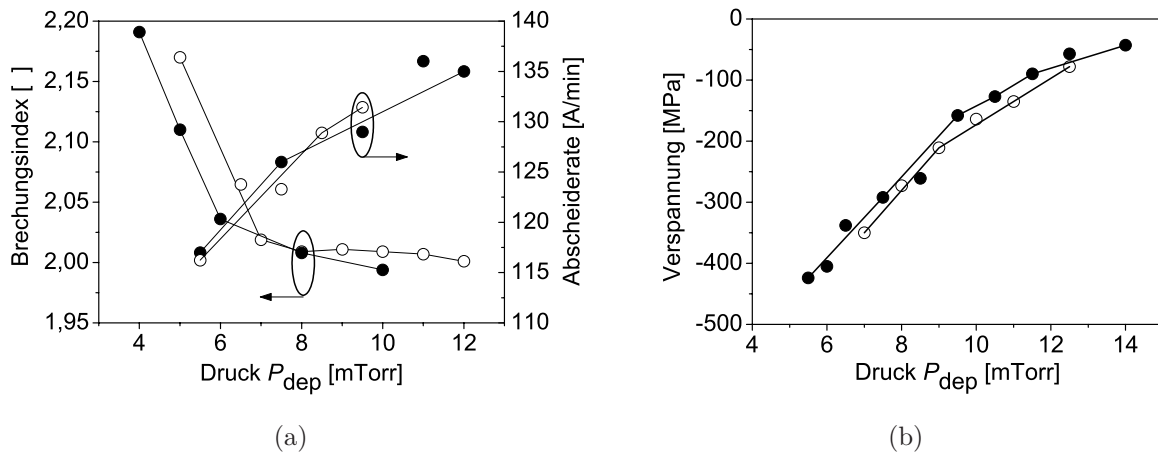


Abbildung 4.11: Abscheidung von SiN_x auf Silizium (●) und GaAs (○) mit den Prozessparametern $\text{SiH}_4 = 7 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 6 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$, $T_{\text{dep}} = 80^\circ \text{ C}$.

Für die Untersuchung werden SiN_x -Schichten auf Silizium- und GaAs-Substrate abgeschieden, bei der der Abscheidedruck P_{dep} variiert wird. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.11 zu sehen. Man kann erkennen, dass sowohl bei GaAs als auch bei Silizium der Brechungsindex und die Abscheiderate gleich verlaufen. Da sich die Abscheidung der dielektrischen Schichten sowohl auf GaAs als auch auf Silizium gleich verhalten und da es sich bei den abgeschiedenen Schichten um ein amorphes Material handelt, kann man schlussfolgern, dass die Abscheidung nicht nur auf andere Halbleitern zum gleichen Ergebnis führen wird, sondern auf jedem beliebigen Material.

Einen Unterschied müsste sich wegen der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten der Substrate (siehe Tabelle 3.2 auf S. 37) bei der mechanischen Verspannung zeigen. Mit Gl. 3.7 und den Literaturwerten für SiN_x mit $E_{\text{Film}} = 304 \text{ GPa}$, $\nu_{\text{Film}} = 0,24$ und $\alpha_{\text{Film}} = 3,3 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ [46] kann bei einer Temperaturdifferenz von $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ die extrinsische Verspannung errechnet werden. Bei einer Abscheidung auf Silizium ist $\sigma_{\text{ext}} = 17 \text{ MPa}$ und auf GaAs $\sigma_{\text{ext}} = 58 \text{ MPa}$. Das bedeutet, dass bei niedrigeren Abscheidetemperaturen nur eine geringe Abweichung von $\Delta\sigma \approx 40 \text{ MPa}$ vorhanden ist, wie es in Abbildung 4.11(b) zu sehen ist. Man kann schlussfolgern, dass die mechanische Verspannung bei der ICP-CVD von der intrinsischen Verspannung dominiert wird und dass die extrinsische Verspannung wegen der geringen Temperaturdifferenz ΔT zwischen der Abscheidetemperatur ($< 100^\circ\text{C}$) und der Raumtemperatur einen geringen Einfluss zeigt.

4.2.8 Beeinflussung der Uniformität

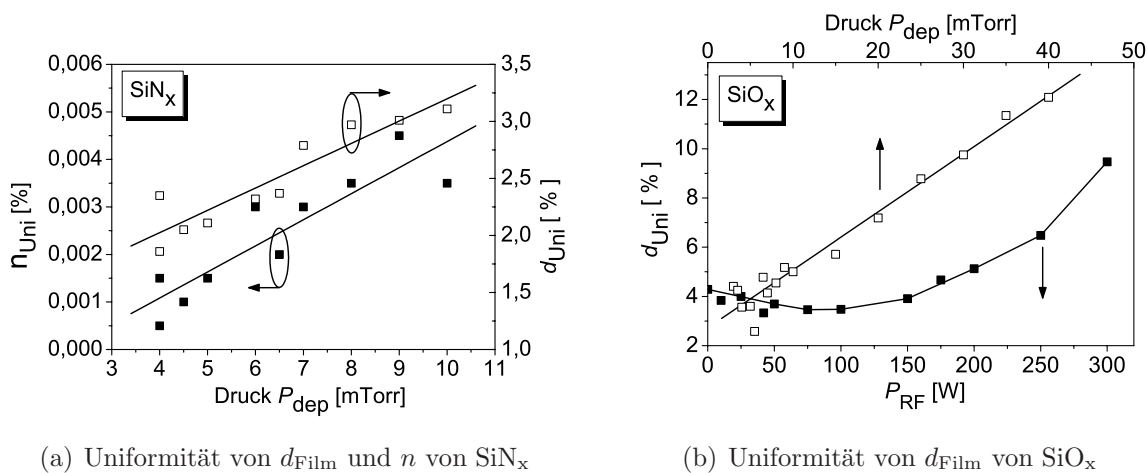


Abbildung 4.12: Einfluss des Druckes P_{dep} und der kapazitiven Leistung P_{RF} auf die Uniformität der Schichtdicke und des Brechungsindex. Prozesseinstellungen:

SiN_x : $\text{SiH}_4 = 6,5 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 6,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 80^\circ\text{C}$

SiO_x : $\text{SiH}_4 = 3,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 80^\circ\text{C}$.

Bei der P_{RF} -Messung ist $P_{\text{dep}} = 5,0 \text{ mTorr}$. Bei der P_{dep} -Messung ist $P_{\text{RF}} = 75 \text{ W}$.

Die abgeschiedene Schicht auf dem Wafer sollte eine gleichmäßige Schichtdicke und Brechungsindex aufweisen. Je kleiner die Uniformität bzw. je gleichmäßiger die Schicht ist, desto weniger werden die Eigenschaften einer Mehrschicht wie ein DBR-Spiegel beeinflusst.

Mit dem Abscheidedruck P_{dep} kann die Uniformität von SiN_x beeinflusst werden. Eine Druckerhöhung bewirkt eine Vergrößerung der Uniformität, und zwar sowohl bei der Schichtdicke als auch beim Brechungsindex (siehe Abbildung 4.12(a)). SiO_x zeigt nur eine Beeinflussung der Schichtdickenuniformität, und zwar durch die Prozessparameter Druck P_{dep} und durch die kapazitive Leistung P_{RF} (siehe Abbildung 4.12(b)). Vor allem die kapazitiv eingekoppelte Leistung P_{RF} zeigt eine deutliche Erhöhung bis zu $\pm 12\%$. Es ist somit empfehlenswert, dass die Abscheidungen für SiO_x und SiN_x bei einem kleinen Druck durchzuführen sind. Außerdem sollten die Abscheidungen von SiO_x mit einer kapazitiven Leistung von $P_{\text{RF}} < 150 \text{ W}$ durchgeführt werden, da bei dieser Leistung die beste Schichtdickenuniformität vorhanden ist.

Alle anderen Prozessparameter haben keinen Einfluss auf die Uniformität der Schichtdicke und des Brechungsindex. Die von uns erreichte Uniformität in den entscheidenden Eigenschaften Brechungsindex und Schichtdicke ist in Tabelle 4.5 angegeben.

Tabelle 4.5: Uniformität des Brechungsindex und der Schichtdicke der SiN_x - und SiO_x -Schichten von der ICP-CVD.

	Schichtdickenuniformität d_{Uni}	Brechungsindexuniformität n_{Uni}
SiN_x	$\pm 1,7\% \dots \pm 3\%$	$\pm 0,005$
SiO_x	$\pm 3\% \dots \pm 4\%$	$\pm 0,004$

4.3 Antireflexion und Siliziumoxynitrid

Bei der optischen Anwendung von Komponenten kann es vorkommen, dass an einigen Grenzflächen Reflexionen vorhanden sind, die die Funktionsweise der Bauelemente beeinflussen. Bei der Herstellung von oberflächenmikromechanischen optischen Filtern im Kapitel 6 wird die GaAs-Substratrückseite mit einer Antireflexionsschicht AR versehen.

Bei einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ ist der Brechungsindex von GaAs $n_{\text{Substrat}} = 3,37$ [38, 10]. Wenn auf diesem Halbleiter eine Antireflexionsschicht aufgebracht werden soll, so muss bei einer $\lambda/4$ -Schichtdicke der Brechungsindex $n_{\text{AR}} = \sqrt{n_0 \cdot n_{\text{Substrat}}} = 1,835$ betragen [60]. Die Berechnung für den Brechungsindex der Antireflexionsschicht folgt aus Gl. 4.3, deren Herleitung im Anhang D dargestellt ist.

$$r = \frac{n_0 \cdot n_{\text{Substrat}} - n_{\text{AR}}^2}{n_0 \cdot n_{\text{Substrat}} + n_{\text{AR}}^2} \quad \Rightarrow \quad n_{\text{AR}}^2 = \sqrt{n_0 \cdot n_{\text{Substrat}}} \quad \text{für} \quad r = 0 \quad (4.3)$$

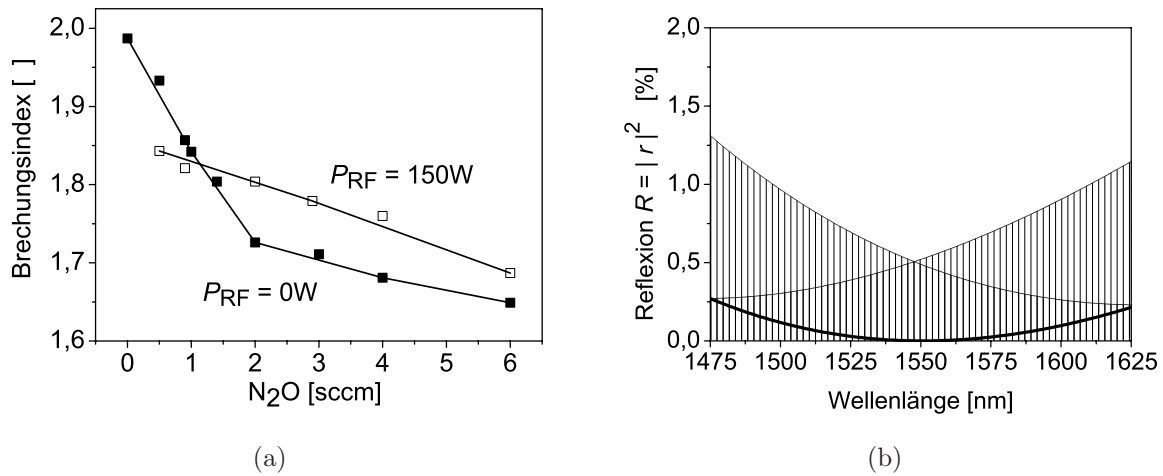


Abbildung 4.13: (a) Einfluss des N_2O -Flusses auf die SiO_xN_y -Abscheidung (Prozesseinstellungen im Anhang C auf S. 174) (b) Simulation der Reflexion $R = |r|^2$ von AR-Schicht auf GaAs. Die durchgezogene Linie ist der ideale Verlauf und der schraffierte Bereich gibt die Schwankungen der optische Länge der AR-Schicht um $\pm 5\%$ an.

Mit der ICP-CVD ist eine Abscheidung einer Antireflexionsschicht für $\lambda = 1,55 \mu m$, die aus SiO_xN_y besteht, durchführbar. Wie es im Kapitel 5.2 noch gezeigt wird, kann der spektrale Verlauf von SiO_xN_y von $\lambda = 632 \text{ nm}$ bis $1,55 \mu m$ als konstant angenommen werden.

Der Einfluss des Prozessgases N_2O auf den Brechungsindex von SiO_xN_y ist in Abbildung 4.13(a) dargestellt. Bei dieser Untersuchung ist man von einer Prozesseinstellung für die Abscheidung von SiN_x ausgegangen und hat dazu den Gasfluss für N_2O erhöht. Man erkennt deutlich, dass durch die Erhöhung des Gasflusses N_2O der Brechungsindex absinkt, und zwar sowohl mit als auch ohne den Einfluss der kapazitiv eingekoppelten Leistung P_{RF} . In beiden Verläufen kann der Brechungsindex der Antireflexionsschicht für GaAs erreicht werden. Es ist aber empfehlenswert, die Abscheidung mit eingekoppelter kapazitiver Leistung P_{RF} durchzuführen, da dadurch eine bessere Langzeitstabilität der SiO_xN_y -Schicht erreicht wird (siehe Kapitel 4.6). Weitere Ergebnisse von SiO_xN_y -Untersuchungen sind im Anhang C in Abbildung C.17 und C.18 enthalten.

In Abbildung 4.13(b) ist der Einfluss einer Antireflexionsschicht auf GaAs mit Hilfe der Transfer-Matrix-Methode (siehe Anhang D) berechnet. Bei dieser Berechnung ist das GaAs verlustbehaftet und um das Vielfache dicker als die Antireflexionsschicht, so dass die rückseitige Reflexion vom GaAs keinen Einfluss hat. Man kann in Abbildung 4.13(b) erkennen, dass die Reflexionsschicht nur für die Wellenlänge bei $1,55 \mu m$ optimiert ist. In einem Wellenlängenbereich von $1,5 \mu m$ bis $1,6 \mu m$, wo die Untersuchung für die MOEMS-Komponenten stattfindet, ist die Reflexion kleiner als $R < 1\%$, auch wenn

die optische Länge der AR-Schicht um $\pm 5\%$ schwankt (siehe schraffierter Bereich in Abbildung 4.13(b)).

4.4 Schichtbeeinflussung und deren Optimierung

Durch Variation der Prozessparameter können die Schichteigenschaften gezielt verändert werden. Es sind aber auch Einschränkungen vorhanden. Es können z.B. SiN_x -Schichten mit einem hohen Brechungsindex nicht gleichzeitig mit einer tensilen Verspannung hergestellt werden. SiO_x -Schichten, die mit einer zusätzlichen kapazitiven Leistung abgeschieden werden, können nicht mit einer tensilen Verspannung abgeschieden werden und zeigen eine sehr geringere Beeinflussung durch die Prozessparameter. Darum werden bei der Abscheidung von DBR-Spiegeln die Eigenschaften der SiN_x -Schichten variiert und die SiO_x -Schichten bleiben unverändert. Abbildung 4.14 und 4.15 sollen anschaulich darstellen, wie durch Variation der Prozessparameter die SiN_x -Schichteigenschaften beeinflusst werden können:

„low stress“-Schicht

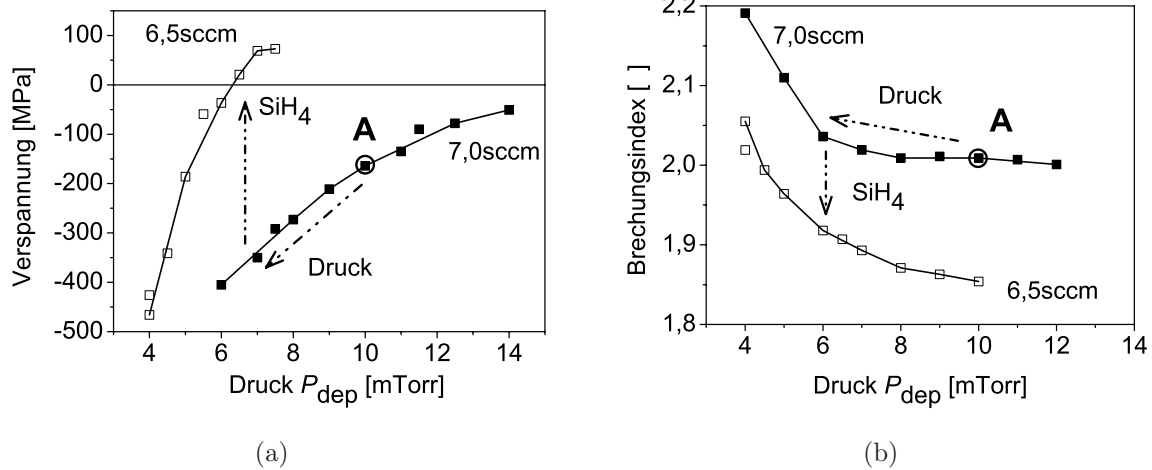


Abbildung 4.14: Bei der Abscheidung von SiN_x ist durch Variation von Druck und SiH_4 -Fluss die Herstellung von Schichten mit geringer Verspannung möglich. Die konstanten Prozessparameter sind $N_2 = 6 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$, $T_{\text{dep}} = 80^\circ \text{C}$.

SiN_x -Schichten mit geringer Verspannung können von einem Rezept ausgehend durch Veränderungen des SiH_4 -Flusses und des Druckes abgeschieden werden (siehe Punkt A in Abbildung 4.14). Ein Absenken des Druckes bei konstant gehaltenem Silanfluss würde die mechanische Verspannung noch kompressiver machen und der Brechungsindex würde

über 2,0 sein. Durch das Absenken des SiH_4 -Flusses wird die mechanische Verspannung verringert und der Brechungsindex verkleinert (siehe Abbildung 4.14(a) und 4.14(b)).

Es wäre auch möglich, den Druck zu erhöhen und den Silanfluss bei 7,0 sccm zu belassen, um eine tensile Schicht zu erhalten. Doch wie es im Kapitel 4.2.6 und 4.2.8 dargestellt ist, erhöht sich bei Erhöhung des Abscheidedruckes die Ätzrate und die Uniformität verschlechtert sich.

Hohe Abscheiderate

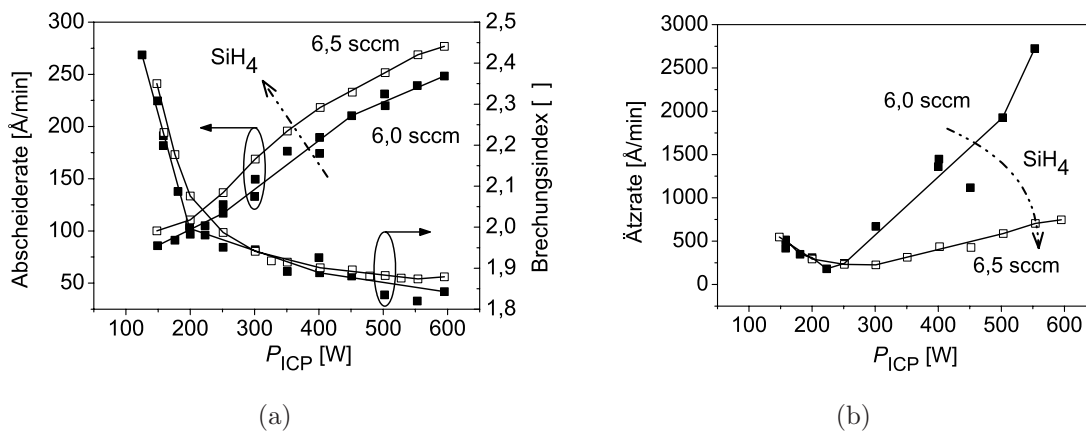


Abbildung 4.15: Durch Erhöhung des SiH_4 -Flusses ist bei hoher ICP-Leistung und damit hoher Abscheiderate eine besser Qualität der SiN_x -Schicht möglich. Die konstanten Prozessparameter sind $N_2 = 6 \text{ sccm}$; $P_{\text{dep}} = 4,0 \text{ mTorr}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$, $T_{\text{dep}} = 80^\circ \text{ C}$.

Ein anderes Beispiel ist in Abbildung 4.15 dargestellt, bei der es möglich ist, SiN_x -Schichten mit einer geringer Ätzrate und eine hohe Abscheiderate abzuscheiden. Mit $\text{SiH}_4 = 6,0 \text{ sccm}$ können zwar SiN_x -Schichten mit einer hohen Abscheiderate von $R_{\text{dep}} > 200 \text{ Å/min}$ abgeschieden werden, aber die Ätzrate mit $R_{\text{etch}} > 1000 \text{ Å/min}$ ist zu hoch. Das Erhöhen des SiH_4 -Flusses auf 6,5 sccm verbessert nicht nur die Ätzrate, sondern die Abscheiderate und der Brechungsindex sind fast unverändert.

4.5 Schichtzusammensetzung

Die Untersuchung mit ESCA ermöglicht eine Analyse der Schichtzusammensetzung (siehe Kapitel 3.6) und es kann geklärt werden, ob die Ätzrate der dielektrischen Schichten von der Schichtzusammensetzung oder von der Schichtdicke abhängt. Hierzu wird die kapazitiv gekoppelten Leistung P_{RF} untersucht, da dieser Prozessparameter am deutlichsten

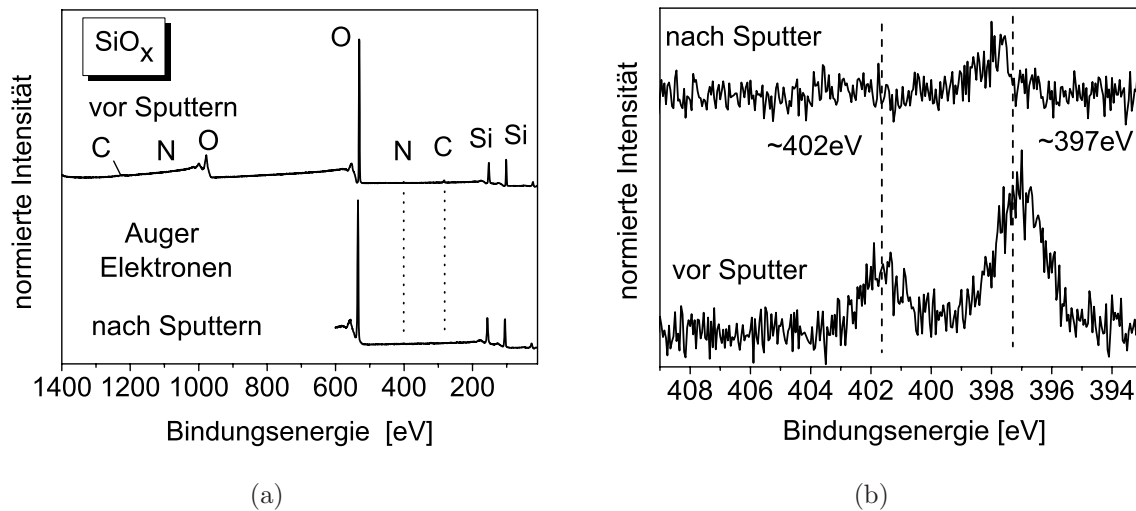


Abbildung 4.16: ESCA-Spektrum der SiO_x-Schicht mit $P_{RF} = 75$ W. (a) gesamtes Spektrum vor und nach der Reinigung der Probe durch Sputtern (b) genauere Auflösung des Stickstoffanteils von SiO_x. (Prozessparameter: $\text{SiH}_4 = 3,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{dep}} = 6,0 \text{ mTorr}$; $P_{RF} = 75$ W; $T_{\text{dep}} = 80^\circ \text{C}$.)

einen Einfluss auf die Ätzrate R_{etch} und damit auf die Schichtqualität von SiO_x und SiN_x zeigt, wie es im Kapitel 4.2.6 beschrieben ist.

Abbildung 4.16(a) und 4.17(a) zeigen die ESCA-Spektren von SiO_x und SiN_x vor und nach der Abtragung der Schichtoberfläche durch Sputtern. Beide ESCA-Spektren zeigen neben den elementaren Bestandteilen an der Oberfläche der Schicht auch die Auger-Elektronen (siehe Kapitel 3.6). In den Abbildungen 4.16(b) und 4.17(b) ist eine genauere Auflösung von bestimmten Bereichen des ESCA-Spektrums dargestellt.

SiO_x-Untersuchung

Bei SiO_x, das mit einer kapazitiven Leistung $P_{RF} = 75$ W abgeschieden ist, kann man im gesamten Spektrum in Abbildung 4.16(a) deutlich die Peaks für Sauerstoff und Silizium erkennen, was auch die Hauptbestandteile der Schicht sind. Es sind kleinere Peaks für Kohlenstoff C und Stickstoff N vorhanden, die bei der Betrachtung des gesamten Spektrums kaum zu erkennen sind. Der Kohlenstoff- und der Stickstoff-Peak sind durch Absorption von Kohlenstoff- und Stickstoffverbindungen aus der Atmosphäre zurückzuführen. Diese Peaks sind nach dem mechanischen Reinigen durch Sputtern nicht mehr vorhanden.

Eine genauere Auflösung des Stickstoffpeaks, wie es in Abbildung 4.16(b) dargestellt ist, zeigt einen geringfügigen Anteil vom Stickstoff. Da für die Abscheidung von SiO_x der Prozessgas N₂O verwendet wird, ist ein Stickstoffanteil zu erwarten. Der Peak bei ca.

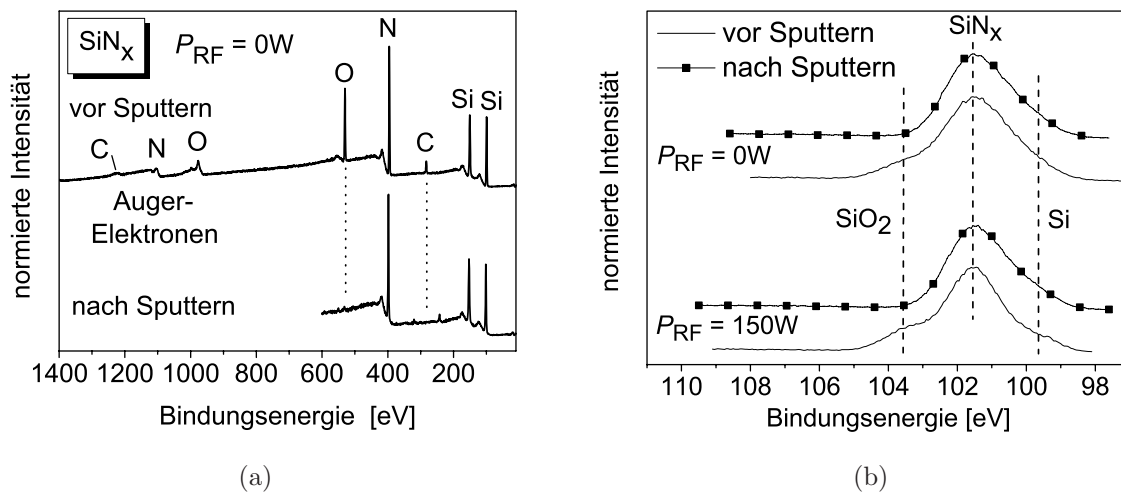


Abbildung 4.17: ESCA-Spektrum der SiN_x-Schicht. (a) gesamtes Spektrum vor und nach der Reinigung der Probe durch Sputtern (b) Siliziumspektrum von SiN_x mit und ohne kapazitive Leistung P_{RF} abgeschieden. (Prozessparameter: $\text{SiH}_4 = 7,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 6,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{dep}} = 8,0 \text{ mTorr}$; $P_{RF} = 0 \text{ W} / 150 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 80^\circ \text{ C}$.)

402 eV ist auf eine Verbindung des Stickstoffes mit Sauerstoff zurückzuführen, während der Peak bei 399 eV die Verbindung des Stickstoffs mit Silizium zeigt. Nach dem mechanischen Reinigen durch Sputtern wird der Peak bei 402 eV nicht mehr detektiert, so dass die Verbindung des Stickstoffes mit dem Sauerstoff nur an der Oberfläche vorhanden ist. Der Peak bei 397 eV ist nach dem Sputtern vorhanden, wobei es nach einer längeren Messzeit und damit nach einer längeren Zählrate nur sehr schwach zu detektieren ist. Man kann schlussfolgern, dass der größte Teil des Stickstoffs durch Verunreinigungen an der Atmosphäre zu erklären und der restliche Teil auf nicht vollständig dissoziiertes N₂O zurückzuführen ist. Man kann bei der Plasmaabscheidung von SiO_x ebenfalls schlussfolgern, dass fast der gesamte Anteil der SiO_x-Schicht aus Silizium und Sauerstoff besteht. Bei einer Abscheidung ohne kapazitiver Leistung $P_{RF} = 0 \text{ W}$ ist keine Änderung in der Schichtzusammensetzung von SiO_x feststellbar.

SiN_x-Untersuchung

Die SiN_x-Schichten werden mit $P_{RF} = 150 \text{ W}$ und $P_{RF} = 0 \text{ W}$ abgeschieden. Bei SiN_x ist ein deutlicher Stickstoff-Peak bei 397 eV zu detektieren (siehe Abbildung 4.17(a)). Desweiteren sind auch deutliche Peaks im Spektrum von Kohlenstoff und Sauerstoff zu erkennen, und zwar deutlicher als bei der SiO_x-Schicht. Da beide Proben etwa gleich lang der Atmosphäre ausgesetzt waren, kann man zu dem Schluss kommen, dass auf der SiN_x-Schicht eine stärkere Absorption von Bestandteile aus der Atmosphäre stattfindet. Diese Peaks

von Kohlenstoff und Sauerstoff verschwinden jedenfalls nach der mechanischen Reinigung der SiN_x -Oberfläche.

Bei der Untersuchung von SiN_x wird der Bereich für den Siliziumanteil mit einer genaueren Auflösung gemessen, deren Spektren in Abbildung 4.17(b) dargestellt sind. Abbildung 4.17(b) zeigt die Messverläufe von SiN_x mit und ohne P_{RF} , und zwar zum einen vor und zum anderen nach dem Sputtern. Der Siliziumpeak bei 101,5 eV stellt die Verbindung des Siliziums zum Stickstoff dar, was auch zu erwarten ist. Vor der mechanischen Reinigung durch Sputtern zeigen beide Peaks Verformungen bzw. keine spiegelsymmetrische Verläufe. Nach dem Sputtern kann man erkennen, dass die Erhöhung bei 103,5 eV nicht mehr vorhanden ist. Dies ist auf eine Verbindung des Siliziums mit Sauerstoff zurückzuführen, dass hauptsächlich an der Oberfläche vorhanden ist, und zwar bei beiden SiN_x -Schichten, die mit und ohne P_{RF} abgeschieden sind. Die Anhöhen bei 99,5 eV bleiben bei beiden Proben auch nach dem Sputtern vorhanden und sind auf elementares Silizium zurückzuführen. Man kann schlussfolgern, dass sowohl mit als auch ohne kapazitive Leistung P_{RF} keine Veränderung in der chemischen Zusammensetzung der Schichten zu erkennen ist. Deshalb kann man die Veränderungen der Schichteigenschaften, die durch die kapazitive Leistung P_{RF} beeinflusst wird, auf die Schichtdicke zurückführen und nicht auf eine Veränderung der Schichtzusammensetzung.

Die Schlussfolgerung ist, dass bei SiN_x und bei SiO_x sowohl mit als auch ohne P_{RF} kein Unterschied in der chemischen Zusammensetzung vorhanden ist und dass die Unterschiede in der Ätzrate nur auf eine Beeinflussung der Schichtdicke zurückzuführen sind.

4.6 Langzeituntersuchung

Eine wesentliche Voraussetzung von dielektrischen Einzel- oder Mehrfachschichten ist eine Langzeitstabilität der Schichten, so dass die Schichten über einen längeren Zeitraum keine Veränderung in den Eigenschaften aufweisen. Eine Veränderung der Schichten bezüglich der optischen oder der mechanischen Eigenschaften würde den Betrieb der MOEMS-Komponenten beeinträchtigen.

Wie weit sich die abgeschiedenen Schichten von der ICP-CVD über einen längeren Zeitraum verändern, ist in Abbildung 4.18 dargestellt, bei der die relative Abweichung des Brechungsindex über einen Zeitraum von einem Monat gemessen werden. Man kann erkennen, dass SiN_x in diesem Zeitraum keine Veränderung im Brechungsindex aufweist. Der gleiche Sachverhalt besteht auch bei SiO_x und SiO_xN_y , das mit kapazitiver Leistung P_{RF} abgeschieden wird. Da mit zusätzlicher kapazitiver Leistung P_{RF} die Ätzrate geringer und

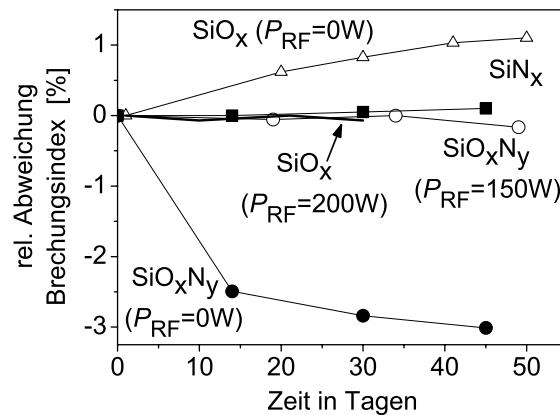


Abbildung 4.18: Veränderung des Brechungsindex der dielektrischen Schichten bei Raumtemperatur über einen Zeitraum von 50 Tagen (Messung von Dr. Klaus Haberle).

damit auch die Schichtdicke höher ist (siehe Kapitel 4.2.6), kann man schlussfolgern, dass eine hohe Schichtdicke auch eine bessere Langzeitstabilität der Schicht zur Folge hat. Die SiO_x- sowie SiO_xN_y-Schichten, die ohne zusätzlich kapazitiver Leistung hergestellt werden, zeigen Abweichungen von dem am Anfang gemessenen Brechungsindex. Dies ist vor allem bei SiO_xN_y zu erkennen. Die Ursache ist die geringe Schichtdicke, was zu einer höheren Feuchtigkeitsaufnahme und damit zu einer Veränderung der Schichten führt [22].

4.7 Temperaturbeeinflussung

Beim Tempern wird das Material in einer Stickstoffatmosphäre über einen gewissen Zeitraum einer hohen Temperatur ausgesetzt, wodurch sich die Materialeigenschaften verändern können [19], was in diesem Kapitel untersucht wird. Die in dieser Arbeit hergestellten MOEMS-Komponenten werden nicht direkt einem Kurzzeittemperverfahren RTA (engl.: rapid thermal annealing) ausgesetzt, doch die Aktuierung der MOEMS-Komponenten erfolgt elektrothermisch. Wie es im Kapitel 7 dargestellt ist, sind Abstimmleistungen bis ca. 150 W erforderlich, um einen mikromechanisch abstimbaren VCSEL maximal abzustimmen. An einem volumenmikromechanischen dielektrischen Filter wurde in [8] mit einem Infrarotmesssystem festgestellt, dass bei einer Abstimmleistung von 60 W eine Temperaturdifferenz von 100 °C vorhanden ist. Mit der Annahme aus [8], dass die Abstimmleistung und die Temperatur linear zueinander sind, können Temperaturen zwischen 200 °C bis 300 °C erreicht werden, wenn die MOEMS-Komponenten eine Abstimmleistung von 150 W benötigen.

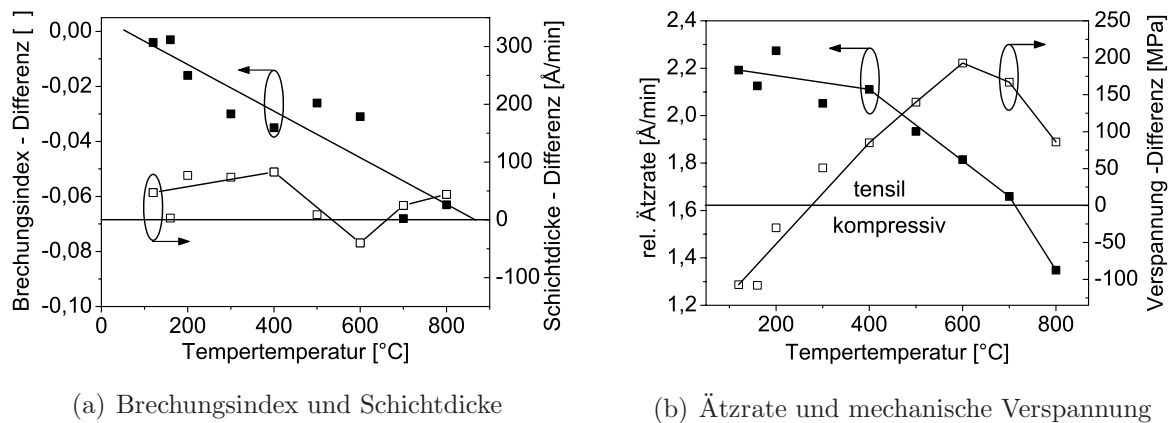


Abbildung 4.19: Einfluss des Temperns von SiO_x -Schichten bis 800 $^\circ\text{C}$ für 10 min in N_2 -Atmosphäre (Messung von Dr. Klaus Haberle; Prozessparameter für SiO_x : $\text{SiH}_4 = 3 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12 \text{ sccm}$; $P_{\text{dep}} = 7 \text{ mTorr}$; $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 150 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 80 \text{ }^\circ\text{C}$).

Bei der Untersuchung des Temperatureinflusses auf die Schichteigenschaften wurden mehrere Wafer mit der gleichen Prozesseinstellung abgeschieden und dann einer erhöhten Temperatur in einer RTA-Anlage für 10 min ausgesetzt. Die Veränderung der einzelnen Proben bei den verschiedenen Temperaturen ist in Abbildung 4.19 dargestellt. Der Brechungsindex sinkt linear bei höherer Temperatur bis 800 $^\circ\text{C}$ um einen absoluten Wert von 0,06 (siehe Abbildung 4.19(a)). Die Schichtdicken zeigen eine geringe Veränderung mit einem Unterschied von -50 ... 100 \AA , wobei bei einer Temperatur von 600 $^\circ\text{C}$ ein Minimum in der Schichtdicke gemessen wird. Die Ättrate (siehe Abbildung 4.19(b)) fällt mit zunehmender Temperatur und erreicht bei 800 $^\circ\text{C}$ einen Wert der sich kaum vom thermischen SiO_2 unterscheidet ($\text{rel. } R_{\text{etch}} \approx 1,3$). Die mechanische Verspannung wird durch das Tempern tensiler, erreicht ein Maximum bei ca. 600 $^\circ\text{C}$ und fällt dann ab. Man kann beobachten, dass das Maximum der tensilen Verspannung mit dem Minimum der Schichtdicke übereinstimmt. Bei einer Tempertemperatur von ca. 300 $^\circ\text{C}$ wechselt die Schicht vom kompressiven in den tensilen Bereich (siehe Abbildung 4.19(b)). Diese Beobachtung ist auch in [30] gemacht worden, bei der Schichten von einer PECVD bei 300 $^\circ\text{C}$ abgeschieden und getempert worden.

Man kann in den Messungen erkennen, dass die Veränderungen der Schichten nicht reversibel sind, wenn die Schichten einer hohen Temperatur ausgesetzt werden. Die Verringerung der Ättrate als auch die der mechanischen Verspannung lassen den Schluss zu, dass sich die Schichtzusammensetzung verändert hat. Das Tempern bewirkt sowohl eine Ausdiffusion des Wasserstoffes als auch eine Verdichtung des Materials [11, 19, 31]. Beim Abstimmen der dielektrischen MOEMS-Komponenten bis ca. 300 $^\circ\text{C}$ werden sich vor allem die mecha-

nischen Eigenschaften und weniger die optischen Eigenschaften verändern, da bis 300 °C der Brechungsindex um ca. 0,03 und die Schichtdicke nur um 50 Å verändert. Da die dielektrischen Schichten durch die Erwärmung tensiler werden, ziehen sich die Schichten irreversibel zusammen.

4.8 Sputtern von metallischen Schichten

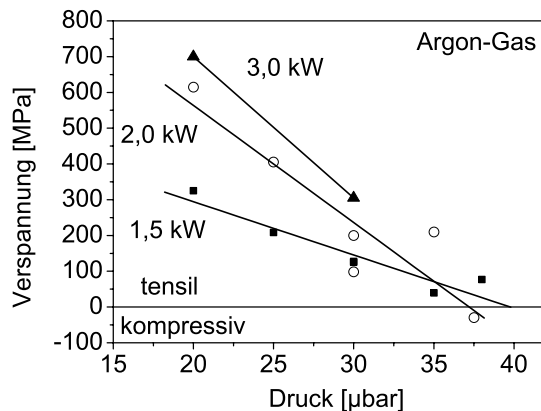
Bei der Entwicklung von volumen- und oberflächenmikromechanischen Komponenten sind Untersuchungen sowohl mit gesputterten als auch mit aufgedampften Metallen durchgeführt worden, wobei es positive Erfahrungen mit gesputtertem Nickel als Opferschicht gibt.

Beim Aufdampfen von Gold und Chrom beträgt die tensile Verspannung +890 MPa. Dazu wurde für die Untersuchung der mechanischen Verspannung 10 nm Chrom als Haftvermittler und 150 nm Gold auf GaAs aufgedampft und die mechanische Verspannung gemessen.

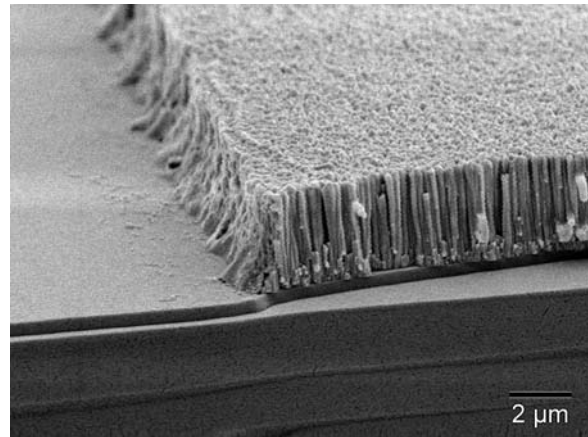
Das Sputtern von Metallen hat den Vorteil, dass durch die Veränderung der Prozessparameter wie Druck, Leistung und Substrattemperatur die mechanische Verspannung beeinflusst werden kann, was bei aufgedampften Materialien nur geringfügig möglich ist. In Abbildung 4.20(a) ist die mechanische Verspannung von gesputterten Nickelschichten in Abhängigkeit vom Druck und von der Leistungen mit dem Gas Argon Ar dargestellt. Man kann durch die Variation des Druckes und der Leistung eine tensile Verspannung von +700 MPa bis zu einer geringen mechanischen Verspannung ($\sigma \approx 0$ MPa) einstellen.

Das gesputterte Nickel zeigt auch ein anisotropes Ätzprofil. Abbildung 4.20(b) zeigt eine Teststruktur, bei dem Nickel mit einer Dicke von ca. 5 µm aufgesputtert und strukturiert wird. Man kann deutlich das anisotrope Ätzprofil erkennen. Die Aufnahme ist mit einem Raster-Elektronen-Mikroskop REM durchgeführt worden. Man kann erkennen, dass das gesputterte Nickel keine kompakte Masse ist, sondern aus eng aneinander liegenden nadelförmigen Kristalliten bzw. aus einer faserförmigen Schichtstruktur besteht. Man kann auch erkennen, dass die gesputterte Nickeloberfläche keine glatte Oberfläche aufweist.

Eine Erklärung für die Struktur des Nickels gibt das Strukturzonen-Modell nach Thornton [13, 61]. Nach dem Thornton-Modell wird der Aufbau des gesputterten Materials durch die Temperatur des Substrates und durch den Druck während des Sputter-Prozesses bestimmt. Bei einer niedrigen Temperatur und bei einem hohen Druck ist die Oberflächendiffusion beim Sputtern zu gering, so dass wegen der Oberflächenrauigkeit Keimstellen für die nadelförmige Kristallite vorhanden sind, die in die Höhe wachsen. Das in Abbildung 4.20(b) gesputterte Nickel ist bei einer Temperatur < 50 °C und bei einem Pro-



(a)



(b)

Abbildung 4.20: (a) Einfluss des Druckes während des Sputtern auf die mechanische Verspannung des Nickels (b) REM-Aufnahme vom gesputterten und strukturierten Nickel.

zessdruck von $35 \mu\text{bar}$ gesputtert. Dieser Zustand des gesputterten Materials kann eine Erklärung für das anisotrope Ätzprofil sein. Es zeigt auch eine gute Haftung sowohl auf dem Substrat als auch für das Material, das darauf noch aufgebracht werden kann. Wegen dieser Eigenschaften wird es für die Herstellung der MOEMS-Komponenten verwendet. Eine Erhöhung der Temperatur oder eine Verringerung des Druckes beim Sputtern würde zu einem kompakteren Material führen [13, 61].

4.9 Zusammenfassung

Kapitel 4 untersucht die Eigenschaften der dielektrischen Einzelschichten in Abhängigkeit von den Prozessparametern des Plasmas. Durch diese Kenntnisse ist eine gezielte Beeinflussung und Optimierung der Schichten durchführbar. Hierfür sind die gesamten Messergebnisse übersichtlich in einem Anhang (Anhang C) zusammengefasst. Das Kapitel beginnt mit einem Überblick darüber, wie groß die Bereiche der Schichteigenschaften sind, die mit der ICP-CVD hergestellt werden können. Bei einer Gegenüberstellung der erreichbaren SiN_x -Schichteigenschaften der ICP-CVD mit anderen CVD-Anlagen wie der PECVD, die bei 300°C die SiN_x -Schichten abscheidet, zeigen sich vergleichbare Eigenschaften. Hier zeigt sich der Vorteil der ICP-CVD. Es ist die einzige CVD-Anlage, die bei der geringsten Abscheidetemperatur vergleichbare Eigenschaften ermöglicht. Die gleiche Schlussfolgerung ist bei der Abscheidung von SiO_x vorhanden.

Bei der ICP-CVD ist auch eine Tendenz bezüglich der SiN_x -Schichteigenschaften festzustellen. Wenn die Prozessparameter verändert werden, kann allein durch die Kenntnis des Brechungsindex von SiN_x Rückschlüsse auf die anderen Schichteigenschaften wie z.B. die mechanische Verspannung gezogen werden. Die Prozessparameter werden bezüglich der Schichteigenschaften untersucht und physikalische und chemische Interpretationen aus der Literatur werden hinzugegeben. Desweiteren werden Untersuchungen zur Uniformität der dielektrischen Schichten und die Beeinflussung der Schichteigenschaften durch das Substrat durchgeführt.

Eine weitere Erkenntnis ist, dass der Einfluss des zweiten kapazitiv gekoppelten Plasmagenerators zwar einen positiven Einfluss auf die SiO_x -Schichteigenschaften hat, aber einen gegenteiligen Effekt auf SiN_x besitzt. Durch eine ESCA-Untersuchung kann festgestellt werden, dass vom zweiten Plasmagenerator nur die Schichtdicke und nicht die Schichtzusammensetzung beeinflusst wird. Vor allem eine hohe Schichtdicke bewirkt eine gute Langzeitstabilität.

Da die Abstimmung der in dieser Arbeit entwickelten MOEMS-Komponenten elektrophotisch erfolgt, werden auch die Auswirkungen der Schichteigenschaften bei hohen Temperaturen untersucht. Die Erkenntnis, dass irreversible Veränderungen durch hohe Temperaturen vorhanden sind, werden für die Untersuchungen bei den abstimmbaren MOEMS-Komponenten im Kapitel 6 angewendet.

Neben den dielektrischen Schichten werden auch metallische gesputterte Schichten untersucht, da diese für die Opferschichten und für Leiterbahnen verwendet werden. Aufnahmen mit dem Raster-Elektronen Mikroskop REM zeigen eine nadelförmige Schichtstruktur, die mit dem Strukturzonen-Modell nach Thornton erklärt werden kann.

Kapitel 5

Dielektrische Mehrfachschichten

Ein Bestandteil der MOEMS-Komponenten ist ein mechanisch beweglicher, hochreflektierender Spiegel, der aus dielektrischen Schichten der ICP-CVD hergestellt wird. Die Spiegel sind DBRs (engl.: distributed Bragg reflector), die durch die Anordnung von dielektrischen Einzelschichten eine hochreflektierende Gesamtschicht ergeben.

Nach den theoretischen Grundlagen zu den DBRs wird auf die Herstellung und die Untersuchung von dielektrischen hochreflektierenden Mehrfachschichten von der ICP-CVD in diesem Kapitel eingegangen. Dieses Kapitel befasst sich auch mit der Reproduzierbarkeit der Schichten von der ICP-CVD. Es wird zum einen die Reproduzierbarkeit der dielektrischen Schichten über einen längeren Zeitraum untersucht. Zum anderen wird die Reproduzierbarkeit von Einzelschichten über einen Zeitraum untersucht, der der Herstellungszeit von DBRs entspricht, was Rückschlüsse über die Genauigkeit zur Herstellung von DBRs liefert. Ein weiterer Bestandteil des Kapitels ist die Herstellung von hybriden DBRs, die eine Kombination aus halbleitenden und dielektrischen DBRs sind.

5.1 Grundlagen zum DBR

Bragg-Reflektoren sind Mehrfachschichten, die auf dem Prinzip der konstruktiven Interferenz einen hochreflektierenden Spiegel ermöglichen. Reflexionen von mehr als 98 % sind mit Bragg-Reflektoren erreichbar. Die konstruktive Interferenz kommt dadurch zustande, dass die Strahlung beim Durchgang durch den Bragg-Reflektor an jede Grenzfläche teilweise reflektiert wird und anschließend eine phasenrichtige Überlagerung der reflektierten Teilstrahlung stattfindet. Aufgrund der teilweisen und verteilten Reflexion an den Grenzflächen der Mehrfachschicht werden diese Spiegel als verteilte Bragg-Reflektoren bezeichnet oder kurz als DBR (engl.: „distributed Bragg reflector“) oder DBR-Spiegel.

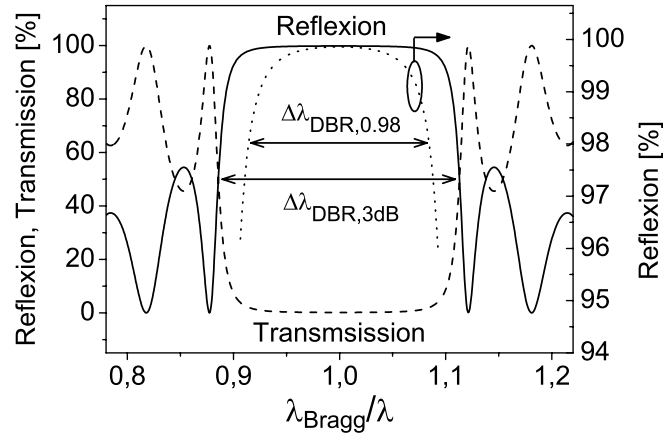


Abbildung 5.1: Transmission und Reflexion eines DBRs bei $\lambda_{\text{Bragg}} = 1,55 \mu\text{m}$ aus 11,5 Perioden (=23 $\lambda/4$ -Schichten) mit SiO_2 ($n = 1,46$) und Si_3N_4 ($n = 2,00$).

In Abbildung 5.1 ist der spektrale Verlauf der Transmission T_{DBR} und der Reflexion bzw. der Leistungsreflexion $R_{\text{DBR}} = |r|^2$ eines DBRs dargestellt, das aus 23 alternierend abfolgenden SiO_2 und Si_3N_4 -Schichten besteht. Die Berechnung des spektralen Verlaufes erfolgt durch die Transfer-Matrix-Methode, deren Beschreibung und Herleitung im Anhang D dargestellt ist. Die Kennzeichnung vom spektralen Verlauf eines DBRs bei einer gegebenen Schichtenanzahl m erfolgt durch die Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} , die maximale Reflexion R und durch die Stoppbandbreiten $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$. Der spektrale Verlauf kann sowohl auf die Wellenlänge λ als auch auf die Frequenz bzw. auf $\lambda_{\text{Bragg}}/\lambda$ bezogen werden, wobei mit dem Bezug auf $\lambda_{\text{Bragg}}/\lambda$ ein symmetrischer Verlauf vorliegt (siehe Abbildung 5.1).

Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg}

Die hohe Reflektivität des DBRs kommt durch konstruktive Interferenz zustande, die nur für eine Wellenlänge λ_{Bragg} optimiert ist. Diese Wellenlänge wird als Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} oder Zentralwellenlänge CWL (engl.: central wavelength) bezeichnet [5, 41].

Abbildung 5.2 stellt die konstruktive Interferenz im DBR anschaulich dar. Um eine phasenrichtige Überlagerung der Teilstrahlen zu erreichen, müssen für die gesamte Phasenverschiebung der Teilstrahlen die Phasensprünge bei der Reflexion an den Grenzflächen und die Phasenverschiebung beim Durchlaufen der Schichten berücksichtigt werden.

Die Reflexionen an den Grenzflächen der Schichten erfahren einen Phasensprung von π bei einem Übergang von einem optisch dünnen n_{low} zu einem optischen dichten Medium n_{high} . Im umgekehrten Fall liegt kein Phasensprung vor [37]. Durch eine alternierende

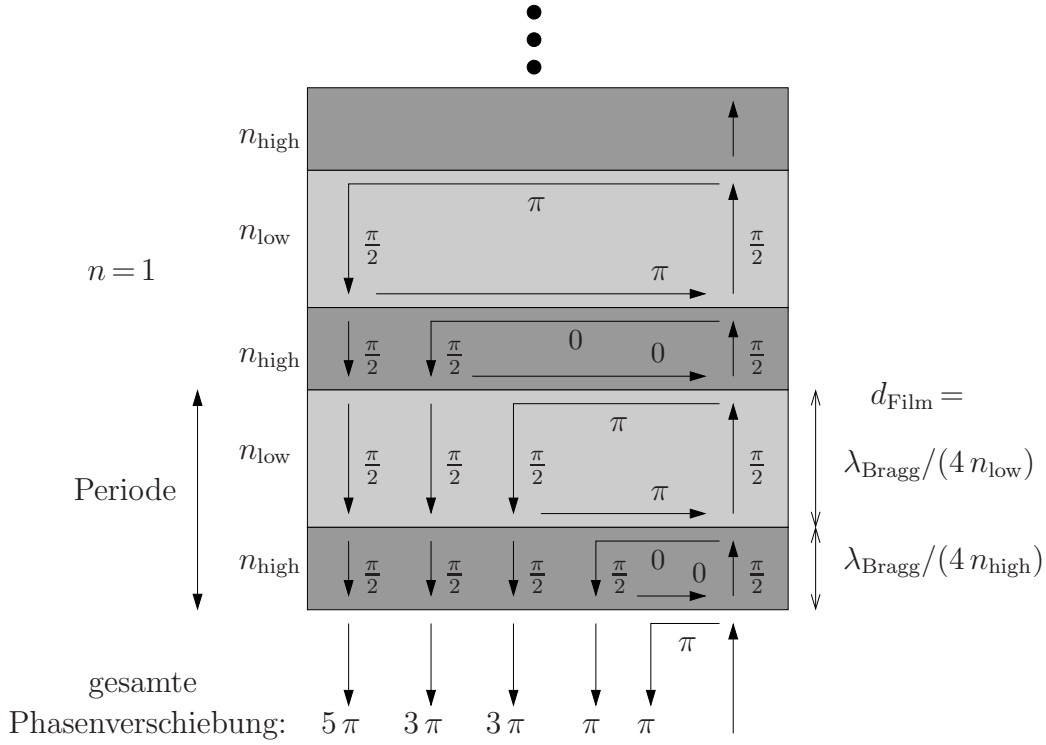


Abbildung 5.2: Darstellung einiger Reflexionswege und deren Phasensprünge an den Grenzflächen im DBR.

Abfolge des Brechungsindex der Schichten zwischen n_{high} und n_{low} finden alternierend Phasensprünge an den Grenzflächen statt.

Wegen der alternierenden Abfolge der Schichten im DBR wird der Begriff der Periode verwendet. Darunter versteht man eine feste Abfolge von Schichten, die sich in der gesamten Mehrfachschicht periodisch wiederholt [62]. Der einfachste Fall einer Periode, der auch in dieser Arbeit erfolgt, ist ein Schichtenpaar p aus zwei aufeinander folgenden Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindizes n_{high} und n_{low} , die aber die gleichen optischen Längen L_{opt} haben (siehe Abbildung 5.2). Unter der optischen Länge $L_{\text{opt}} = n \cdot L_{\text{geo}}$ versteht man das Produkt aus der geometrischen Länge L_{geo} , was beim DBR die Schichtdicke d_{Film} ist, und dem Brechungsindex n der Schicht [17, 62]. Bei der Berechnung des spektralen Verlaufes des DBRs in Abbildung 5.1 werden z.B. 23 alternierend ablaufende SiO_2 - und Si_3N_4 -Schichten verwendet, was man als ein DBR mit 11,5 Periode bezeichnet.

Die Phasenverschiebung beim Durchlaufen der Schichten wird durch Einstellung der Schichtdicke d_{Film} erreicht, wodurch die Zentralwellenlänge bzw. die Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} des DBRs eingestellt wird. Die Schichten vom DBR haben allgemein eine optische Schichtdicke von $l \cdot \lambda_{\text{Bragg}}/4$ mit $l=1,3,5,\dots$, so dass eine Phasenverschiebung von $l \cdot \pi/2$ vorliegt. In den meisten Fällen werden diese Schichten als $\lambda_{\text{Bragg}}/4$ -Schichten realisiert ($l=1$). Der Zusammenhang zwischen der Schichtdicke d_{Film} der Einzelschicht und der

Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} ist in Gl. 5.1 angegeben.

$$L_{\text{opt}} = \frac{\lambda_{\text{Bragg}}}{4} = n \cdot d_{\text{Film}} = n \cdot R_{\text{dep}} \cdot t_{\text{dep}} \quad (5.1)$$

Bei der Herstellung eines DBRs müssen der Brechungsindex n und die Abscheiderate R_{dep} der SiO_x - und SiN_x -Schicht bekannt sein. Dazu werden vor der Herstellung des DBRs die Einzelschichten abgeschieden und die Prozesseinstellungen bezüglich des Brechungsindex n und die Schichtdicke d_{Film} bzw. die Abscheiderate R_{dep} überprüft. Bei der Abscheidung des DBRs wird über die Abscheidezeit t_{dep} die Schichtdicke d_{film} und damit die Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} eingestellt (siehe Gl. 5.1).

Die Namensgebung Bragg-Reflektor oder DBR für diese Art von Spiegel erklärt sich durch Gl. 5.1. Diese Gleichung ist aus der Bragg-Gleichung, die die Reflexion von Röntgenstrahlen in Kristallen beschreibt, herleitbar [17, 14].

Maximale Reflexion

Die Reflexion bei der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} kann analytisch durch Gl. 5.2 für eine gerade Anzahl von Schichten $m = 2p$ und durch Gl. 5.3 für eine ungerade Anzahl von Schichten $m = 2p + 1$ ermittelt werden [6, 63, 41]. Die Gleichungen, deren Herleitung in [60] und auch im Anhang D dargestellt ist, sind für verlustlose $\lambda/4$ -Schichten gültig, deren Schichtenfolge periodisch und alternierend zwischen n_{low} und n_{high} angeordnet ist.

$$R_{2p} = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_{\text{high}}}{n_{\text{low}}} \right)^{2p}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_{\text{high}}}{n_{\text{low}}} \right)^{2p}} \right)^2 \quad \text{für } m \text{ gerade } (m = 2p) \quad (5.2)$$

$$R_{2p+1} = \left(\frac{1 - \frac{n_{\text{high}}^2}{n_0 n_s} \left(\frac{n_{\text{high}}}{n_{\text{low}}} \right)^{2p}}{1 + \frac{n_{\text{high}}^2}{n_0 n_s} \left(\frac{n_{\text{high}}}{n_{\text{low}}} \right)^{2p}} \right)^2 \quad \text{für } m \text{ ungerade } (m = 2p + 1) \quad (5.3)$$

Wie man in Gl. 5.2 und 5.3 erkennen kann, hängt die Reflektivität des DBRs vom Brechungsindex der Schichten n_{high} und n_{low} und von der Anzahl der Perioden p bzw. der Schichten m ab. Bei einer Erhöhung der Periodenanzahl p nähert sich die Reflektivität asymptotisch der 100 %. Dies geschieht umso schneller, je größer die Differenz zwischen den Brechungsindizes der Schichten ist, wie es auch in der Tabelle 5.1 dargestellt ist. Die Tabelle 5.1 listet verschiedenen Materialien für DBRs auf, die in der Literatur für MOEMS-Komponenten wie abstimmbare VCSEL und optische Filter verwendet werden. Mit einem DBR aus $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ ist bereits mit 4,5 Perioden eine Reflektivität von

Tabelle 5.1: Vergleich der DBR-Eigenschaften mit verschiedenen Materialien und die erforderliche Anzahl der Perioden für $R > 98\%$ sowie die Stoppbandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$ bei einer gegebenen Periodenanzahl (in [] angegeben).

Material	$n_{\text{high}} / n_{\text{low}}$	Δn	Perioden für $R > 98\%$	$\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$ [Perioden]	[Literatur]
von ICP-CVD $\text{SiN}_x/\text{SiO}_x$	2,38 / 1,440	0,94	4,5	473 nm [7,5]	
	1,70 / 1,485	0,215	17,5	118 nm [25,5]	
GaAs / $\text{Al}_{0,85}\text{Ga}_{0,15}\text{As}$	3,38 / 2,99	0,39	12,5	82 nm [14,5]	[64]
$\text{Si}_3\text{N}_4 / \text{SiO}_2$	2,00 / 1,46	0,54	7,5	286 nm [11,5]	[65, 41]
$\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2$	2,30 / 1,46	0,84	4,5	410 nm [7,5]	[66, 6]
$\text{ZnS} / \text{CaF}_2$	2,25 / 1,40	0,85	4,5	400 nm [6,5]	[67]
InP / Luft	3,17 / 1,0	2,17	4,5	1209 nm [4,5]	[68]

mehr als 98 % erreichbar, während bei einem Halbleiterspiegel aus GaAs/ $\text{Al}_{0,85}\text{Ga}_{0,15}\text{As}$ mindestens 12,5 Perioden notwendig sind. Die ICP-CVD ermöglicht mit einer maximalen Brechzahldifferenz von $\Delta n = 0,94$ (siehe Kapitel 4.2.1) mit 4,5 Perioden eine Reflexion von 98 % und ist damit vergleichbar mit anderen Materialkombinationen wie z.B. $\text{TiO}_2 / \text{SiO}_2$.

Stoppbandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR}}$

Eine Abweichung von der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} hat eine geringere Reflexion zur Folge. Der Wellenlängenbereich der Reflexion vom DBR wird als Stoppbandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR}}$ bezeichnet, dessen Definition von der Anwendung des Spiegels abhängig sein sollte:

- Man kann die Stoppbandbreite wie die 3dB-Bandbreite bei elektrischen Filtern definieren. Ein 3 dB-Abfall entspricht einer Reflexion von 50 % und definiert die Grenzen des Wellenlängenbereiches vom DBR, was in dieser Arbeit mit $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}$ angegeben wird.
- Bei oberflächenemittierenden Lasern (VCSEL) sind Spiegel mit einer hohen Reflexivität von mehr als $R > 98\%$ erforderlich, so dass dementsprechend die Stoppband-

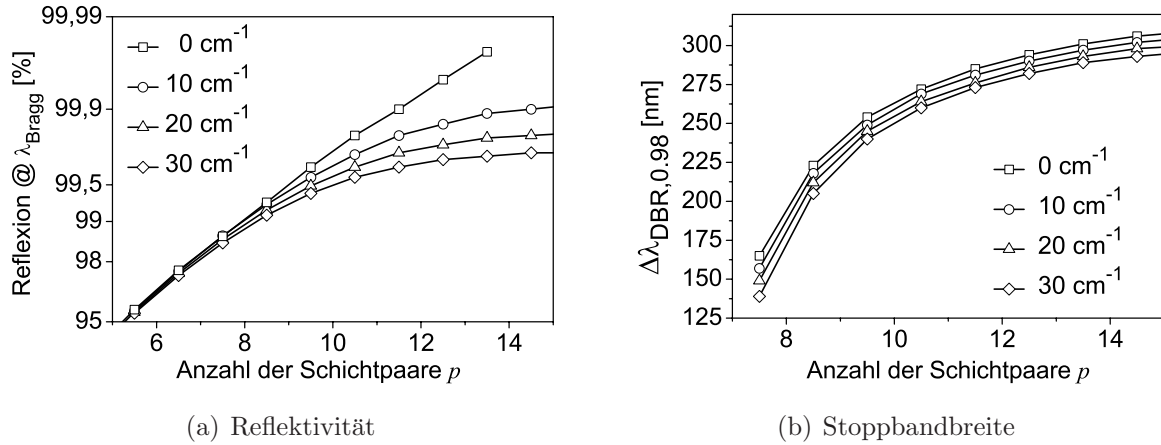


Abbildung 5.3: (a) Reflexion und (b) 98%-Stopppandbreite in Abhängigkeit der Schichtenpaare p und des Absorptionskoeffizienten a eines $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBRs.

breite als der Wellenlängenbereich mit einer Reflexion von $R > 98\%$ definiert wird [5, 65, 9]. Dies wird in dieser Arbeit mit $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$ gekennzeichnet.

In Abbildung 5.3 ist die Reflexion R_{DBR} bei der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} und die 98%-Stopppandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$ in Abhängigkeit von den Schichtenpaaren p von einem $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ -DBR dargestellt. Bei einem höherem Absorptionskoeffizient a ist die Reflexion geringer und nähert sich bei Erhöhung der Schichtenpaare p asymptotisch einem maximalen Wert. Das gleiche gilt für die 98%-Stopppandbreite, die erst ab einer Schichtanzahl von 7,5 Perioden beginnt und sich asymptotisch $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98} = 310 \text{ nm}$ nähert. Eine höhere Absorption bewirkt eine geringere Stopppandbreite. Eine analytische Abschätzung zur 98%-Stopppandbreite für $p \rightarrow \infty$ und für verlustfreie Schichten ist in Gl. 5.4 angegeben [5, 63, 69].

$$\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98} \approx \frac{\lambda_{\text{Bragg}} \cdot \Delta n}{\pi} \cdot \left(\frac{1}{n_{\text{high}}} + \frac{1}{n_{\text{low}}} \right) \quad (5.4)$$

In Tabelle 5.1 ist die 98%-Stopppandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$ bei einer gegebenen Anzahl von Schichtenpaaren (in eckige Klammern gegeben) aufgelistet. Die Ergebnisse sind durch Berechnungen mit der Transfer-Matrix-Methode ermittelt worden. Man kann sowohl in Tabelle 5.1 als auch in Gl. 5.4 erkennen, dass eine größere Brechzahl Differenz Δn die Stopppandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR}}$ vergrößert. Ein breites Stopppand bei einem DBR ist von Vorteil, da dadurch Abweichungen von der geforderten Bragg-Wellenlänge toleriert werden können.

Eindringtiefe L_{eff}

Die verteilte Reflexion in einem DBR, die durch einen komplexen Reflexionsfaktor ausgedrückt werden muss, kann durch eine abrupte Reflexion mit reellem Reflexionsfaktor ausgedrückt werden. Diese ist in einem Abstand L_{eff} von der DBR-Oberfläche angeordnet. L_{eff} wird durch Gl. 5.5 approximiert, die für hohe Reflexionen und für kleine Brechzahl-differenzen angewendet werden kann [5, 69, 7].

$$L_{\text{eff}} = \frac{\lambda_{\text{Bragg}}}{4\Delta n} \cdot \tanh\left(\frac{\Delta n(n_{\text{low}} + n_{\text{high}})}{2n_{\text{high}}n_{\text{low}}} \cdot m\right) \approx \frac{\lambda_{\text{Bragg}}}{4 \cdot \Delta n} \quad (5.5)$$

5.2 Spektralverläufe des Dielektrikums

Der Brechungsindex der dielektrischen Schichten von der ICP-CVD wird vom Ellipsometer bei einer Wellenlänge von 632 nm gemessen (siehe Kapitel 3.2). Falls die dielektrischen Schichten von der ICP-CVD für optische Anwendungen bei einer anderen Wellenlänge wie z.B. bei $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ hergestellt werden sollen, muss die Wellenlängenabhängigkeit der dielektrischen Schichten berücksichtigt werden. Im Folgenden werden die spektralen Verläufe der dielektrischen Schichten von der ICP-CVD untersucht und mit den Angaben aus der Literatur verglichen.

Die spektralen Verläufe der Brechungsindizes der dielektrischen Schicht werden mit einem spektroskopischen Ellipsometer ermittelt¹. Dabei erfolgt die Untersuchung der dielektrischen Schicht durch Messung des Amplitudenverhältnisses Ψ und der Phasendifferenz Δ in Abhängigkeit von der Wellenlänge, woraus der spektrale Verlauf des Brechungsindex ermittelt wird. In dieser Arbeit wird zur Berechnung des Spektralverlaufes vom Brechungsindex die Cauchy-Funktion (siehe Gl. 5.6) verwendet [34].

$$n(\lambda) = C_0 + C_1 \cdot \frac{1}{\lambda^2} + C_2 \frac{1}{\lambda^4} \quad \text{mit} \quad [\lambda] = \mu\text{m} \quad (5.6)$$

Abbildung 5.4(a) zeigt den gemessenen spektralen Verlauf von Ψ und Δ sowie die Messung vom Ein-Wellenlängen-Ellipsometer der Firma „Rudolph“ bei 632 nm von einer SiN_x -ICP-CVD-Probe, wo eine gute Übereinstimmung bei der Wellenlänge $\lambda = 632 \text{ nm}$ zu sehen ist.

Abbildung 5.4(b) zeigt den Brechungsindex von zwei SiN_x -Schichten von der ICP-CVD in Abhängigkeit von der Wellenlänge sowie die Messungen vom Ein-Wellenlängen-Ellipsometer bei 632 nm. Zusätzlich ist ein Verlauf aus der Literatur für SiN_x angegeben,

¹Das spektroskopische Ellipsometer wurde vom Fachgebiet Elektronische Materialeigenschaften an der TU Darmstadt von Dr. Arne Fleißner zur Verfügung gestellt.

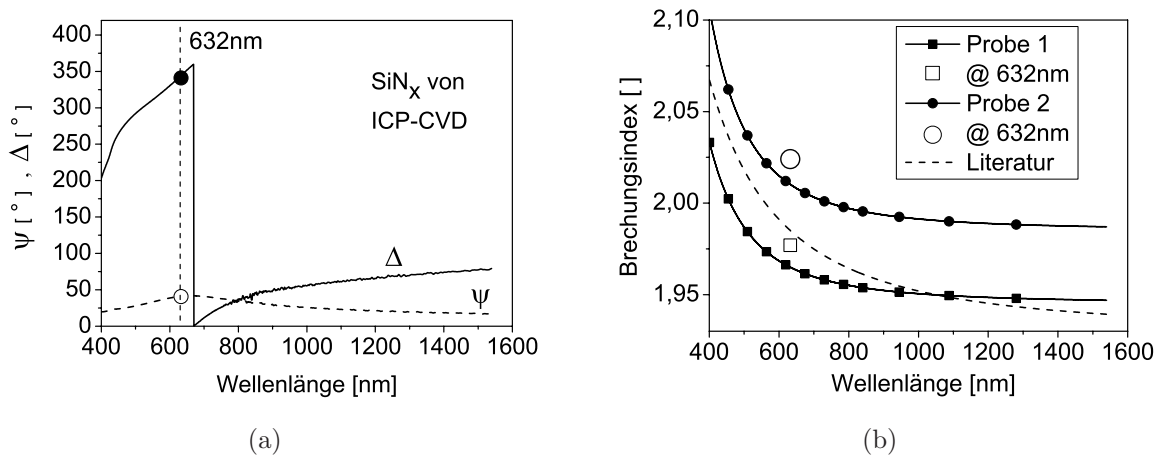


Abbildung 5.4: (a) Ψ - und Δ -Verlauf vom spektroskopischen Ellipsometer und vom Ein-Wellenlängen-Ellipsometer an einer SiN_x -Schicht von der ICP-CVD (b) Spektraler Verlauf des Brechungsindex von zwei SiN_x -ICP-CVD-Proben, der Literatur [70] sowie Messungen vom Ein-Wellenlängen-Ellipsometer bei 632 nm.

das mit einer PECVD abgeschieden ist [70]. Man kann eine geringfügige Abweichung zwischen der Messung vom spektroskopischen Ellipsometer und dem Ein-Wellenlängen-Ellipsometer bei 632 nm sowie eine geringfügige Abweichung bei der Literaturangabe erkennen.

In der Tabelle 5.2 sind die Cauchy-Konstanten C_0 , C_1 und C_2 aufgelistet, die für die dielektrischen Schichten SiO_x , SiN_x und SiO_xN_y von der ICP-CVD und für die pyrolytisch hergestellten Schichten SiO_2 und Si_3N_4 ermittelt wurden. Diese Angaben beziehen sich auf einen Wellenlängenbereich von 500 nm bis 1500 nm.

Durch die Kenntnis der Cauchy-Konstanten kann aus der Messung des Ellipsometers

Tabelle 5.2: Cauchy-Konstanten von den dielektrischen Materialien der ICP-CVD und von pyrolytischen Abscheidungen.

Material	C_0	C_1	C_2
SiO_x	1,457	0,00035	0,000871
SiN_x	1,985	0,00386	0,0025
SiO_xN_y	1,831	0,00212	0,000294
APCVD Si_3N_4	1,945	0,01567	0,000401
thermische SiO_2	1,452	0,00366	0

bei 632 nm der Brechungsindex bei $1,55 \mu\text{m}$ für SiO_x , SiN_x und SiO_xN_y ermittelt werden. Während die Gleichungen 5.8 bis 5.10 speziell den Brechungsindex für die Wellenlänge bei $1,55 \mu\text{m}$ aus der Messung des Brechungsindex bei $\lambda = 632 \text{ nm}$ angibt, kann mit Gl. 5.7 der Brechungsindex innerhalb des Wellenlängenbereiches von 500 nm bis 1500 nm ermittelt werden.

Man erkennt in Gleichungen 5.8 bis 5.10, dass der Brechungsindex von SiO_x , SiN_x und SiO_xN_y nur eine geringe Wellenabhängigkeit zeigt. Vor allem die Unterschiede von SiO_x und SiO_xN_y zwischen den Wellenlänge 630 nm und $1,55 \mu\text{m}$ sind vernachlässigbar, da diese Unterschiede in der Messgenauigkeit vom Ellipsometer mit $\pm 0,005$ sind (siehe Kapitel 3.2). Der Wellenabhängigkeit von SiO_x und SiO_xN_y von 632 nm bis $1,55 \mu\text{m}$ kann daher als konstant angenommen werden.

$$n(\lambda) - n(0,632\mu\text{m}) = C_1 \left(\frac{1}{(\lambda/\mu\text{m})^2} - \frac{1}{(0,632)^2} \right) + C_2 \left(\frac{1}{(\lambda/\mu\text{m})^4} - \frac{1}{(0,632)^4} \right) \quad (5.7)$$

$$\text{SiN}_x \quad \rightarrow \quad n(1,55\mu\text{m}) = n(0,632\mu\text{m}) - 0,020 \quad (5.8)$$

$$\text{SiO}_x\text{N}_y \quad \rightarrow \quad n(1,55\mu\text{m}) = n(0,632\mu\text{m}) - 0,006 \quad (5.9)$$

$$\text{SiO}_x \quad \rightarrow \quad n(1,55\mu\text{m}) = n(0,632\mu\text{m}) - 0,006 \quad (5.10)$$

Die Ergebnisse mit dem spektroskopischen Ellipsometer in Gl. 5.8 bis 5.10 zeigen bei allen dielektrischen Schichten eine Übereinstimmung mit den Angaben aus der Literatur, die in den Gl. 5.11 und 5.12 angegeben sind. Daher können sowohl die Literaturangaben als auch die Messergebnisse verwendet werden.

$$\text{SiN}_x \quad \rightarrow \quad n(1,55\mu\text{m}) = n(0,632\mu\text{m}) - 0,046 \quad (5.11)$$

$$\text{SiO}_x \quad \rightarrow \quad n(1,55\mu\text{m}) = n(0,632\mu\text{m}) - 0,005 \quad (5.12)$$

5.3 Reflexions- und Transmissionsmessung

5.3.1 Reflexions- und Transmissionsmessplatz

Um den spektralen Verlauf der Transmission und der Reflexion eines von der ICP-CVD abgeschiedenen DBRs zu messen, werden die Messplätze in Abbildung 5.5 und 5.7 verwendet. Die Messplätze basieren auf den Beschreibungen in [5] und [6]. Einen empfehlenswerten Ablauf zur Messung sowohl der Transmission als auch der Reflexion eines DBRs ist im Anhang E dargestellt.

Bei beiden Messplätzen werden Sammellinsen² verwendet, die die aus einer Einmodenfaser SMF (engl.: Single-Mode-Fibre) austretende Strahlung in einen kollimierten Strahl umwandeln. Eine weitere Gemeinsamkeit bei beiden Messplätzen ist die breitbandige Strahlungsquelle, bei der eine Halogenlampe, eine LED oder mit Hilfe eines Kopplers eine Kombination von beiden verwendet wird.

Reflexionsmessplatz

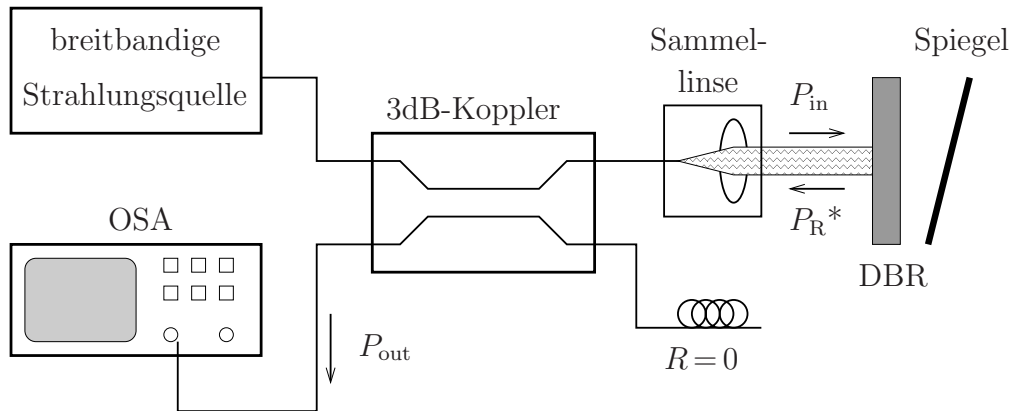


Abbildung 5.5: Aufbau des Reflexionsmessplatzes.

Bei der Reflexionsmessung in Abbildung 5.5 wird die Strahlung von der breitbandigen Quelle (1300 nm - 1700 nm) durch eine Einmodenfaser SMF auf einen 3dB-Koppler geführt. Die Strahlung, die an einem Ausgang des Kopplers austritt, wird von einer Sammellinse in einen kollimierten Strahl (P_{in}) konvertiert und am DBR reflektiert (P_R^*). Die Strahlung wird wieder mit Hilfe der Sammellinse in den 3dB-Koppler eingekoppelt und zu einem Optischen Spektrumanalysator OSA (HP7905B) geführt (P_{out}). Der weitere Ausgang des 3dB-Kopplers wird reflexionsfrei aufgebaut. Dies wird durch eine mehrfache enge Wicklung der Einmodenfaser erreicht, die eine Dämpfung der Strahlung ab ca. 1400 nm bewirkt [71]. Zusätzlich befindet sich im Reflexionsmessplatz ein verkippter Spiegel, der eine Reflexion von der Messplatzumgebung verhindert.

Um nun den wellenlängenabhängigen Reflexionsverlauf des DBRs zu erhalten, wird die Messung des DBRs auf eine zuvor durchgeführte Reflexionsmessung von einem Referenzspiegel bezogen. Als Referenzspiegel wird ein Metallspiegel aus Gold verwendet, da er eine hohe, breitbandige Reflexion für den zu untersuchenden Wellenlängenbereich aufweist. Die Schichtdicke von Gold beträgt 150 nm und ist auf eine Glasplatte aufgedampft. Das Sputtern von Gold oder einem anderem Material wird ausgeschlossen, da das Sput-

²Es werden Linsen von der Firma „Schäfter+Kirchhoff“ verwendet.

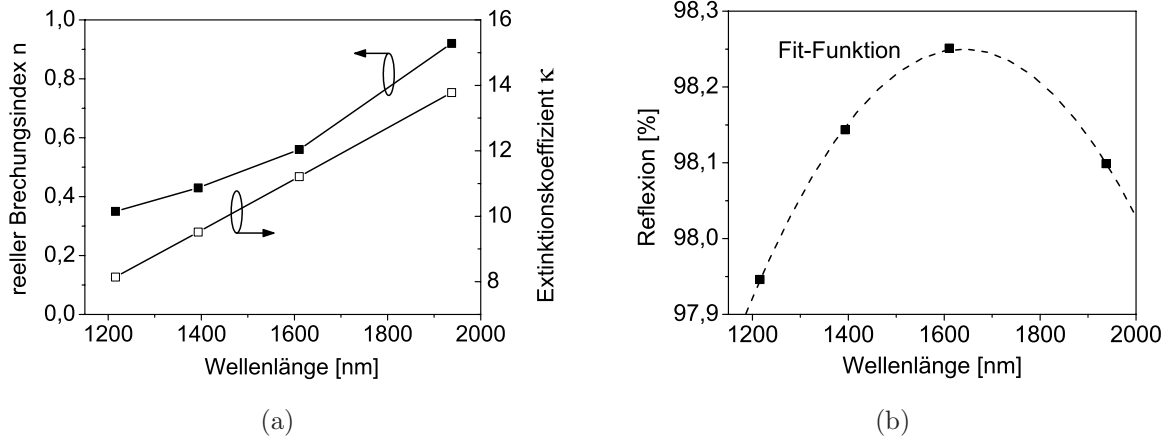


Abbildung 5.6: (a) Spektraler Verlauf des reellen Brechungsindex n und des Extinktionskoeffizienten κ nach [72] (b) Reflexion von Gold in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

tern eine Oberflächenrauigkeit erzeugen kann (siehe Kapitel 4.8). Für die Berechnungen der Reflexion des DBRs R_{DBR} wird Gl. 5.13 angewendet. Der gemessene spektrale Verlauf vom DBR P_{DBR} wird zum spektralen Verlauf vom Referenzspiegels P_{Au} in Bezug gesetzt.

$$R_{\text{DBR}} = \frac{P_{\text{DBR}}}{P_{\text{Au}}} \cdot R_{\text{Au}} \quad (5.13)$$

Für die Auswertung muss vom Gold-Referenzspiegel die Reflexion in Abhängigkeit von der Wellenlänge R_{Au} theoretisch bekannt sein. Mit den aus der Literatur bekannten spektralen Verläufen des reellen Brechungsindex n und des Extinktionskoeffizientens κ von Gold [72], die in Abbildung 5.6(a) dargestellt sind, kann mit Gl. 5.14 die Reflexion ermittelt werden. Das Ergebnis ist als mathematische Funktion in Gl. 5.15 und graphisch in Abbildung 5.6(b) angegeben.

$$R = \left| \frac{\underline{n} - 1}{\underline{n} + 1} \right|^2 = \left| \frac{(n - j\kappa) - 1}{(n - j\kappa) + 1} \right|^2 = \frac{(n - 1)^2 + \kappa^2}{(n + 1)^2 + \kappa^2} \quad (5.14)$$

$$R_{\text{Au}}(\lambda)/\% = 93,68 + 55,74 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{\lambda}{nm} - 16,99 \cdot 10^{-7} \cdot \left(\frac{\lambda}{nm} \right)^2 \quad (5.15)$$

Wie man in Abbildung 5.6(b) erkennen kann, beträgt die Reflexion von Gold ca. 98 %. Obwohl bei diesen Metallspiegeln eine hohe Reflexion vorhanden ist und obwohl deren Herstellung einfacher ist als bei einem DBR, sind die Gold- oder andere Metallspiegel nur für die Reflexion und wegen den hohen optischen Verlusten nicht für die Transmission geeignet.

Transmissionsmessplatz

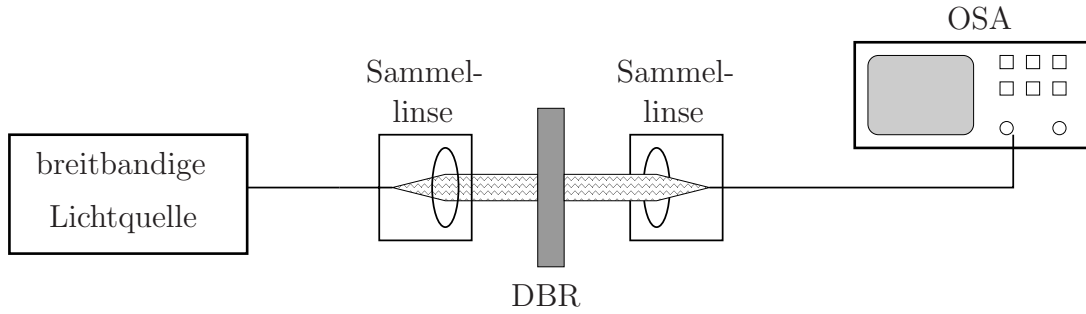


Abbildung 5.7: Aufbau des Transmissionsmessplatzes.

Für die Messung der Transmission muss der Messplatz für die Reflexion nur durch eine weitere Sammellinse ergänzt werden, die die transmittierte Strahlung des DBRs in eine Einmodenfaser einkoppelt. Die Linsen vom Transmissionsmessplatz sollten für die Messung optimal ausgerichtet sein. Um den Transmissionsverlauf vom DBR zu erhalten, wird die gemessene transmittierte Leistung vom DBR zur transmittierten Leistung durch die Freistrahlstrecke normiert.

5.3.2 DBR-Eigenschaften

Abbildung 5.8 und 5.9 zeigen die spektralen Verläufe der Reflexion und der Transmission von DBRs, die mit der ICP-CVD abgeschieden wurden. Die Prozesseinstellungen der ICP-CVD zu diesen DBRs sind im Anhang F aufgelistet. Die spektralen Verläufe sind sowohl linear als auch logarithmisch dargestellt, da beide Darstellungen die Untersuchung der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} , der Reflexion R_{DBR} , der Transmission T_{DBR} sowie der Stoppbandbreiten $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}$ und $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$ von den DBRs erleichtert.

Bei den Untersuchungen ist die glatt polierte Substratrückseite des GaAs-Wafers mit einer AR-Schicht aus SiO_xN_y von der ICP-CVD beschichtet, die für $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ optimiert ist. Mit größerem spektralem Abstand von der Zentralwellenlänge λ_{Bragg} werden die Fluktuationen in den Reflexions- und Transmissionsverläufen größer, wie man es im linearen Verlauf der Reflexion in Abbildung 5.8(a) erkennen kann. Die Ursache ist der Einfluss des parasitären Resonators zwischen der GaAs-Substratrückseite und dem DBR, das von der Antireflexionsschicht bei größerem spektralen Abstand nicht mehr kompensiert wird. Wie es sich noch zeigen wird, erschwert dies die Auswertung der 98 %-Stoppbandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$.

Abbildung 5.8 zeigt die spektralen Verläufe eines DBRs, der als planarer Spiegel eines oberflächenmikromechanischen optischen Filters verwendet wird (siehe Kapitel 6.6). Da

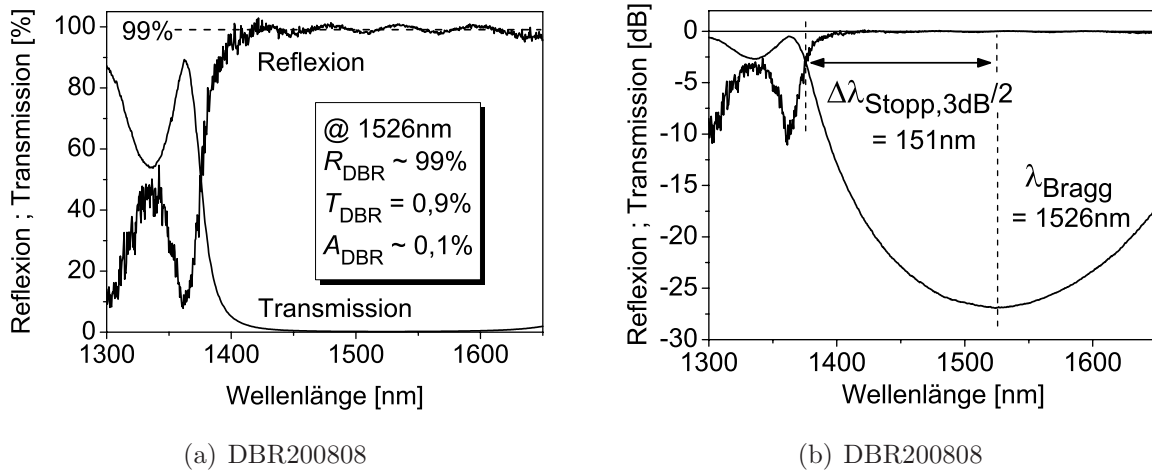


Abbildung 5.8: Reflexion und Transmission eines DBRs (DBR200808) in linearer (a) und logarithmischer (b) Darstellung. Der DBR besteht aus 11,0 Perioden und ist der planare Spiegel für einen oberflächenmikromechanischen optischen Filter.

der DBR direkt auf GaAs abgeschieden wird, wurde er für die Anwendung und für die Untersuchung der Reflexion und Transmission phasenrichtig an das GaAs-Substrat angepasst. Ein weiterer DBR, dessen Reflexion und Transmission in Abbildung 5.9 dargestellt ist, wird für die Herstellung eines volumenmikromechanischen DBRs verwendet. Nach der Fertigstellung ist der DBR eine freitragende Struktur von einem Fabry-Pérot-Filter (siehe Kapitel 6.5) und hat als umgebendes Medium Luft, so dass es für dieses umgebende Medium phasenrichtig angepasst ist. Für die Untersuchung der Reflexion und Transmission befindet sich der DBR auf GaAs und ist daher nicht phasenrichtig an GaAs angepasst.

Die Zentralwellenlänge CWL bzw. die Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} eines DBRs lässt sich am einfachsten aus der logarithmischen Darstellung des Transmissionsverlaufes ermitteln. Das Minimum im Transmissionsverlauf ist die Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} . Beim DBR in Abbildung 5.8(a) beträgt die Bragg-Wellenlänge $\lambda_{\text{Bragg}} = 1526\text{ nm}$ und weicht um 24 nm von der eingestellten Wellenlänge ab. Der DBR in Abbildung 5.9(b) hat die Bragg-Wellenlänge $\lambda_{\text{Bragg}} = 1548\text{ nm}$ und entspricht der eingestellten Zentralwellenlänge von $1,55\text{ }\mu\text{m}$.

Die Zentralwellenlänge hängt vom Ort der Messung auf dem Wafer ab, wie es in Abbildung 5.10 zu sehen ist. Die Zentralwellenlänge am Rande des Wafers weicht von der Zentralwellenlänge in der Mitte um ca. 2 % ab. Diese Abweichung ist auf die Uniformität bei der Einzelabscheidung der Schichten zurückzuführen, bei der die Schichtdickenuniformität einer Einzelschicht zwischen 1,7 bis 4 % schwankt (siehe Kapitel 4.2.8).

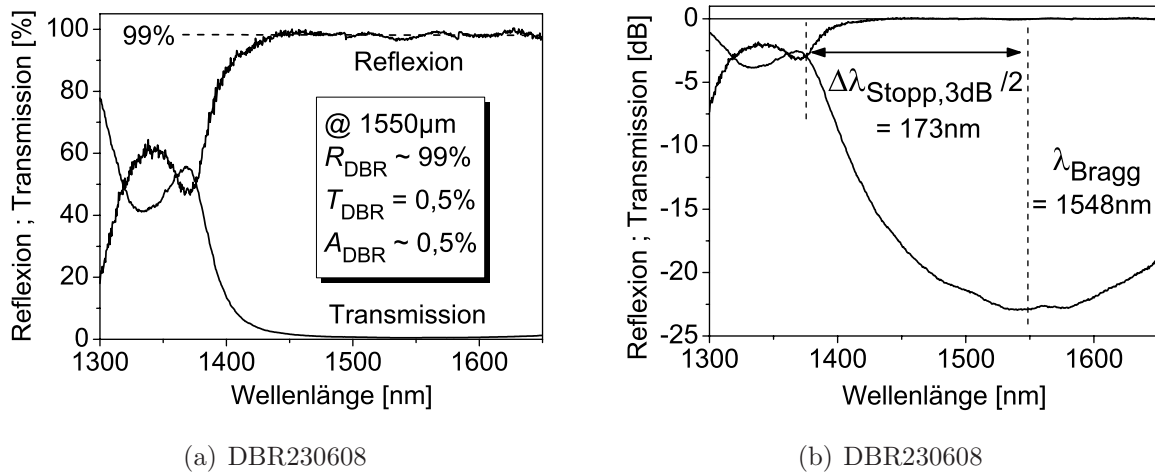


Abbildung 5.9: Reflexion und Transmission eines DBRs (DBR230608) in linearer (a) und logarithmischer (b) Darstellung. Der DBR besteht aus 11,5 Perioden und wird zur Herstellung von volumenmikromechanischen MOEMS-Komponenten verwendet.

Wie man es in Abbildung 5.8 und 5.9 erkennen kann, ist die Messung nur von 1300 nm bis 1650 nm durchgeführt. Die Begrenzung bis 1650 nm kommt durch ein verstärktes Rauschen des Messsignals zustande, da die Leistung von der breitbandigen Strahlungsquelle ab 1650 nm zu gering ist und das Rauschen vom OSA sich erhöht (siehe dazu Abbildung E.3(b) im Anhang E auf S. 181). Die gleiche Begründung ist auch für die Begrenzung zu kleineren Wellenlängen $\lambda = 1300\text{ nm}$ vorhanden, wenn die Strahlungsquelle eine LED ist. Diese untere Grenze kann aber erweitert werden, wenn anstatt einer LED eine Halogenlampe als Strahlungsquelle und ein breitbandiger Koppler verwendet wird. Zusätzlich müsste noch die Fit-Funktion in Gl. 5.15 für den Gold-Spiegel erweitert werden, da diese erst ab ca. 1200 nm gültig ist.

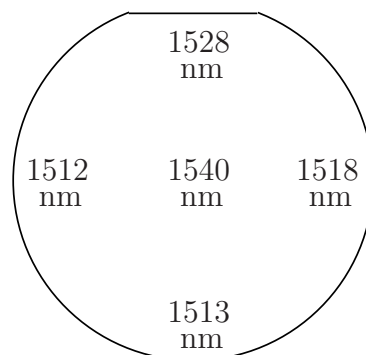


Abbildung 5.10: Messung der Zentralwellenlänge an verschiedenen Stelle auf dem DBR.

Durch die Begrenzung der Messung von 1300 nm bis 1650 nm sind die spektralen Verläufe der DBRs nicht vollständig dargestellt. Vor allem der Abbruch ab 1650 nm wirkt sich störend bei der Untersuchung der Stopppandbreiten aus. Da die Bragg-Wellenlängen bereits bekannt sind, kann mit den Messungen in Abbildung 5.8(b) und 5.9(b) nur die linke Hälfte der 3dB-Stopppandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}$ und der 98 %-Stopppandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$ ermittelt werden. So betragen die Stopppandbreite für den DBR200808 $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}/2 = 151 \text{ nm}$ und für den DBR230608 $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}/2 = 173 \text{ nm}$. Da die Messung der Reflexion und Transmission auf die Wellenlänge bezogen wird, sind die spektralen Verläufe nicht symmetrisch dargestellt, so dass die volle Stopppandbreite nicht durch das Verdoppeln der linken Stopppandbreite zu erhalten ist. Durch die Berechnung des Messverlaufes mit der Transfer-Matrix-Methode (siehe Abbildung 5.12), kann ermittelt werden, dass für die volle Stopppandbreite eines DBRs bei einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ ca. 8 % zum Messergebnis der linken Stopppandbreite hinzugefügt werden muss. So betragen die Stopppandbreiten vom DBR200808 $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}} = 329 \text{ nm}$ und für den DBR230608 $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}} = 372 \text{ nm}$. In dieser Arbeit werden bei einer Messung der Stopppandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}$ nur das Messergebnis der halben Stopppandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}/2$ angegeben.

Für die Messung der 98 %-Stopppandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$, die analog zur Messung der $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}$ erfolgt, werden die linearen Verläufen der Reflexion in Abbildung 5.8(a) und 5.9(a) verwendet. Für den DBR200808 ist die Stopppandbreite ca. $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}/2 \approx 112 \text{ nm}$ und für den DBR230608 $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}/2 \approx 107 \text{ nm}$. Eine genauere messtechnische Angabe der 98 %-Stopppandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$ und der Reflexion R_{DBR} vom DBR gestaltet sich als schwierig, da der linearen Verlauf der Reflexion trotz Mittelung zum einen Fluktuationen und zum anderen einen welligen Verlauf aufweist. Wie es bereits am Anfang dieses Kapitels beschrieben ist, ist die Ursache für die Fluktuationen in Abbildung 5.8(a) und 5.9(a) der parasitären Resonator zwischen der GaAs-Substratrückseite und dem DBR. Die Welligkeit innerhalb der Stopppandbreite in den Abbildung 5.8(a) und 5.9(a) kann durch einen parasitären Fabry-Pérot-Resonator innerhalb des Messaufbaus erklärt werden, was vor allem in Abbildung 5.8(a) gut zu erkennen ist. Die Maxima haben einen spektralen Abstand von ca. 70 nm, worauf sich auf eine Resonatorlänge von ca. $17 \mu\text{m}$ schließen lässt. In Abbildung 5.9(a) ist die Welligkeit weniger ausgeprägt. Es sind aber auch hier lokale Maxima in einem spektralen Abstand von ca. 60 nm vorhanden. Die Lokalisierung dieses Resonators konnte nicht geklärt werden.

Die Schlussfolgerung ist, dass eine genaue Angabe zur Reflexion mit diesem Messaufbau nicht durchgeführt werden kann, aber es ermöglicht die Untersuchung des spektralen Verlaufes vom DBR.

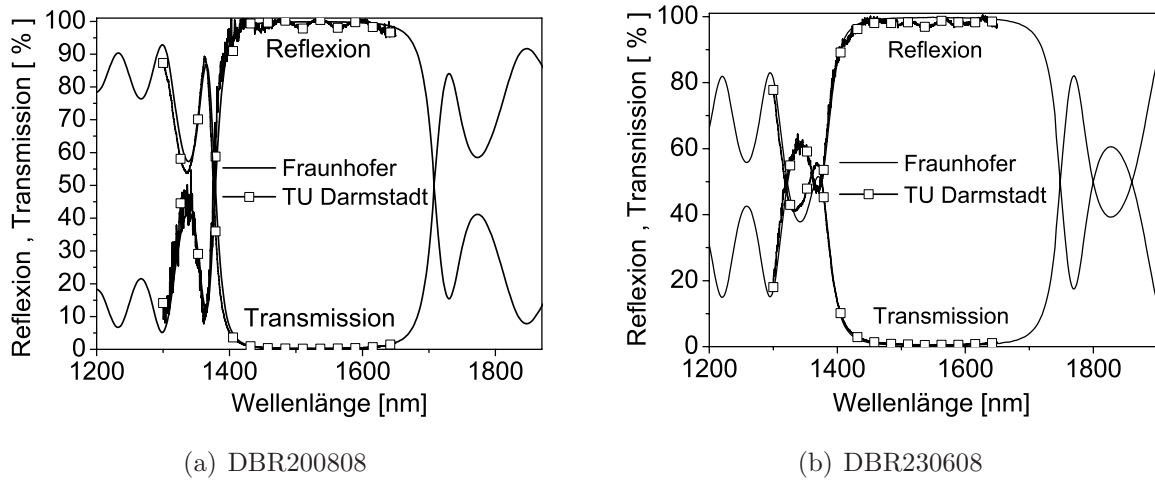


Abbildung 5.11: Vergleich der Transmission und der Reflexion von DBR200808 (a) und DBR230608 (b) mit der Messung vom Fraunhofer-Institut.

Die Untersuchung zur Reflexion und Transmission der DBRs in Abbildung 5.9 und 5.8 werden durch externe Messungen³ mit dem Messgerät „Perkin Elmer Lambda 1050“ ergänzt, was einen Vergleich mit der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen ermöglicht. Ein Vergleich der spektralen Verläufe der Reflexion und Transmission von beiden DBRs ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Man kann erkennen, dass die in dieser Arbeit durchgeführte Messung als auch die externe Messungen einen deckungsgleichen spektralen Verlauf haben. Die Tabelle 5.3 vergleicht die Ergebnisse der Messung bei der Zentralwellenlänge λ_{Bragg} . Durch die Kenntnis der Reflexion und der Transmission bei der externen Messung kann die Absorption des DBRs⁴ bestimmt werden zu $A_{\text{DBR}} = 1,5 \text{ cm}^{-1}$.

Tabelle 5.3: Vergleich der externen Messung und der in dieser Arbeit durchgeführten Messung der Reflexion und der Transmission von zwei DBRs.

@ λ_{Bragg}	DBR200808 phasenangepasst		DBR230608 nicht phasenangepasst	
	TU-Darmstadt	Fraunhofer	TU-Darmstadt	Fraunhofer
Reflexion	$\approx 99 \%$	99,8 %	$\approx 99 \%$	99,7 %
Transmission	0,2 %	0,1 %	0,5 %	0,2 %

³Die Messungen wurden von Dipl.-Phys. Martin Bischoff vom „Fraunhofer Institut - Angewandte Optik und Feinmechanik“ in der Abteilung „Optische Schichten“ durchgeführt.

⁴Die Umrechnung der Dämpfung des DBRs erfolgt mit $a = -\ln(1 - A_{\text{DBR}})/L_{\text{DBR}}$ mit $L_{\text{DBR}} = 5,5 \mu\text{m}$.

5.4 Reproduzierbarkeit der Abscheidung

Bei der Herstellung der dielektrischen Einzel- oder Mehrfachschichten mit der ICP-CVD stellt sich die Frage, wie reproduzierbar die Schichten abgeschieden werden können. Eine weitere Frage ist, wie groß die Abweichungen⁵ der Schichteigenschaften sind, wenn die Schichten von der ICP-CVD nach einem längeren Zeitraum noch einmal mit den gleichen Prozesseinstellungen abgeschieden werden. Es werden folgende Untersuchungen durchgeführt:

- Innerhalb eines Tages werden dielektrische Schichten mit gleichen Prozesseinstellungen abgeschieden.
- Es werden Schichten über einen längeren Zeitraum mit gleichen Prozesseinstellungen abgeschieden.

Zu Punkt 1

Die Ergebnisse der Reproduzierbarkeit von Schichten innerhalb eines Tages und damit auch innerhalb der Herstellungszeit von einem DBR sind in der Tabelle 5.4 dargestellt. Bei dieser Untersuchung sind mehrere Wafer mit SiO_x oder SiN_x hintereinander abgeschieden, wobei wegen dem finanziellen und zeitlichen Aufwand für die Untersuchung des Brechungsindex und der Schichtdicke insgesamt 15 Wafer und für die mechanische Verspannung 10 Wafer untersucht worden sind.

Tabelle 5.4: Wiederholbarkeit der Abscheidung von Einzelschichten innerhalb eines Tages.

SiO_x : $\text{SiH}_4 = 3,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{dep}} = 7,0 \text{ mTorr}$; $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 150 \text{ W}$

SiN_x : $\text{SiH}_4 = 7,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 5,8 \text{ sccm}$; $P_{\text{dep}} = 8,0 \text{ mTorr}$; $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$.

Material	Brechungsindex n	Schichtdicke d_{Film}	Verspannung
SiO_x	$\pm 0,4 \%$	$\pm 2,3 \%$	$\pm 13 \%$
SiN_x	$\pm 0,3 \%$	$\pm 1,5 \%$	$\pm 20 \%$

Der Brechungsindex ist mit einer Abweichung von 0,3 % bis 0,4 % wiederholbar und die Wiederholbarkeit der Schichtdicke ist kleiner als 3 %. Die mechanische Verspannung zeigt dagegen Schwankungen zwischen 10 % bis 20 %. Die Ursachen für die größeren Schwankungen bei der Wiederholbarkeit der mechanischen Verspannung sind neben den Ungenauigkeiten, die bei der Einstellung und Messung der Prozessparameter von der ICP-CVD

⁵Abweichung = (maximaler Wert - minimaler Wert)/(2 Mittelwert)

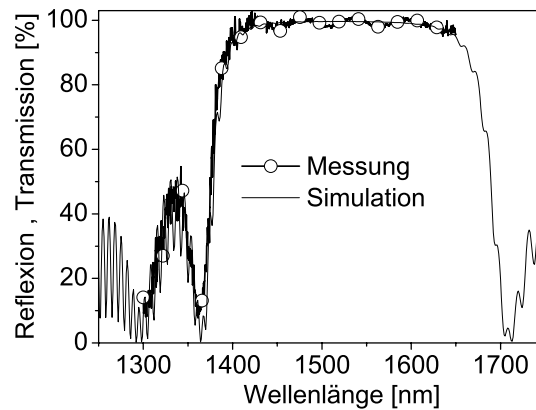


Abbildung 5.12: Messung und Berechnung der Reflexion vom DBR200808.

Tabelle 5.5: Vergleich der gemessenen Eigenschaften der Einzelschichten mit den berechneten Werten, die aus Abbildung 5.12 ermittelt werden.

	Brechungsindex @ 1,55 μm		Schichtdicke	
	Messung	Berechnung	Messung	Berechnung
SiO_x	1,461	1,461	2652 Å	2611 Å
SiN_x	1,899	1,899	2049 Å	1988 Å

vorhanden sind, auch die Ungenauigkeit der Messgeräte zur Messung der mechanischen Verspannung, die im Anhang B beschrieben sind.

Berücksichtigt man nur die Wiederholbarkeit der Schichtdicke der Einzelschicht und vernachlässigt man den Einfluss des Brechungsindex, so kann man bei der Herstellung von Mehrfachschichten wie bei einem DBR davon ausgehen, dass die einstellbare Genauigkeit der Zentralwellenlänge λ_{Bragg} bis zu ca. 3% betragen kann. Beim DBR200808 beträgt die Zentralwellenlänge $\lambda_{\text{Bragg}} = 1526 \text{ nm}$ und weicht um ca. 1,5% von der eingestellten Zentralwellenlänge von 1,55 μm ab.

Dass die Wiederholbarkeit der Einzelschichten den dominaten Einfluss auf die Zentralwellenlänge hat, zeigt ein Vergleich der theoretischen Berechnung der spektralen Verläufe mit den Messverläufen. Dazu wird die Berechnung mit der Transfer-Matrix-Methode an die Messung der Reflexion angepasst, wie es in Abbildung 5.12 dargestellt ist. Die Tabelle 5.5 vergleicht die Angaben der Schichteigenschaften, die aus der Messung der Einzelschichten ermittelt worden sind, mit den berechneten Ergebnissen. Die eingestellten Brechungsindizes von SiO_x und SiN_x können für die Berechnungen beibehalten werden, während die Schichtdicke bei SiO_x und SiN_x verändert werden muss. Man kann somit

schlussfolgern, dass die Abweichungen der Zentralwellenlänge vom DBR hauptsächlich auf die Abweichungen der Schichtdicke und weniger auf die Brechungsindizes der Schichten zurückzuführen ist.

Zu Punkt 2

Inwiefern nun die Prozesseinstellungen über eine längere Zeitdauer reproduzierbar sind, ist der nächste Punkt der Untersuchung. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 5.6 zu sehen. In einem Zeitraum von einem Jahr wird mit ein und derselben Prozesseinstellung SiN_x abgeschieden und von den jeweiligen Schichten der mittlere Brechungsindex und die Schichtdicke bzw. die Abscheiderate gemessen. Man kann in der Tabelle erkennen, dass bei der gleichen Prozesseinstellung der Brechungsindex und die Abscheiderate der dielektrischen Schichten von der ICP-CVD innerhalb eines Jahres schwanken. Die Abweichung vom Brechungsindex betragen 1,1 % und von der Abscheiderate 5,9 %. Das Ellipsometer kann als Ursache für die Schwankungen ausgeschlossen werden, da vor Beginn jeder Messung thermisches SiO_2 als Referenz verwendet wird und keinerlei Änderungen festgestellt wurden.

Tabelle 5.6: Reproduzierbarkeit bei einer SiN_x -ICP-CVD-Abscheidung über einen längeren Zeitraum mit folgenden Prozessparameter für SiN_x : $\text{SiH}_4 = 6,5 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 6,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 5,0 \text{ mTorr}$; $T_{\text{dep}} = 80^\circ \text{ C}$.

Zeitdauer in Monaten	0	1	2	3	5	6	12	Abweichung
$n @ 632 \text{ nm}$	1,938	1,966	1,943	1,950	1,938	1,966	1,926	1,1 %
$R_{\text{dep}} [\text{\AA}/\text{min}]$	139	133	133	134	141	127	143	5,9 %

Es hängt von der Anwendung ab, ob die Prozesseinstellungen nach einem längeren Zeitraum überprüft und neu eingestellt werden oder ob die Schwankungen tolerierbar sind. Für die optische Anwendungen wie z.B. beim DBR oder bei AR-Schichten ist es empfehlenswert, die Prozesseinstellungen vor der eigentlichen Abscheidung zu überprüfen.

5.5 Hybride Spiegel

Neben den DBRs und Metallspiegeln können auch hybride Spiegel als hochreflektierende Spiegel realisiert werden, die aus einer Kombination von Metall, Halbleiter und/oder Dielektrikum bestehen [63, 5]. In dieser Arbeit werden dielektrische Materialien von der ICP-CVD mit halbleitenden Materialien $\text{GaAs}/\text{Al}_{0,85}\text{Ga}_{0,15}\text{As}$ kombiniert. Die Beschreibungen

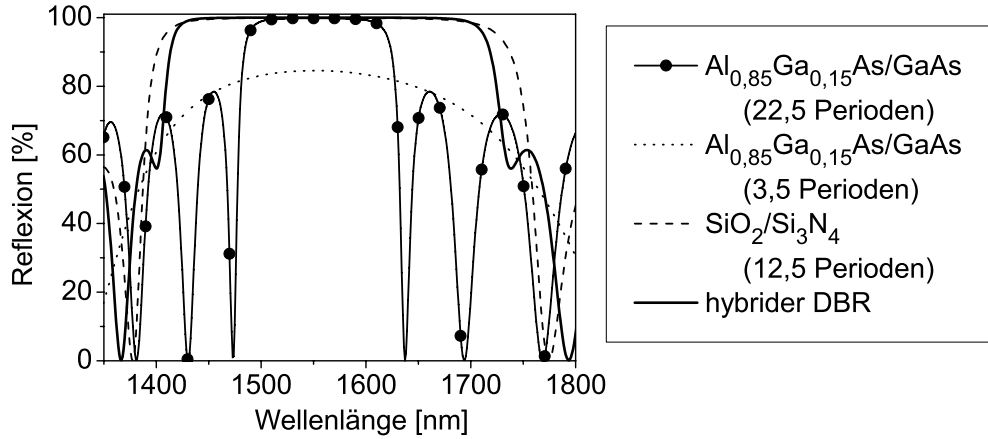


Abbildung 5.13: Reflexion von halbleitenden, dielektrischen und hybriden DBRs. Der hybride DBR besteht aus 3,5 Perioden GaAs/ $\text{Al}_{0,85}\text{Ga}_{0,15}\text{As}$, 12,0 Perioden $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ und einer SiN_x -Haftschicht. Die Berechnung erfolgt mit der Transfer-Matrix-Methode

und Herstellung von hybriden Spiegeln aus Metall und Dielektrikum sind in [73, 67] und [74] enthalten.

Der Vorteil von halbleitenden DBRs gegenüber den dielektrischen DBRs ist, dass sie optisch transparente und leitfähige Schichten ermöglichen. Halbleitende DBR, die auf dem Halbleiter GaAs beruhen, ermöglichen eine Transmission ab einer Wellenlänge von $\lambda > 0,86 \mu\text{m}$ ⁶. Durch eine Silizium-Dotierung des Halbleiters mit $N_{\text{Si}} > 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ können die transparenten Schichten elektrisch leitend gemacht werden [10].

Der Nachteil bei halbleitenden DBRs ist die kleinere Stopppandbreite im Vergleich zu den dielektrischen DBRs (siehe Abbildung 5.13). Außerdem bewirkt eine Dotierung eine optische Absorption und Streuung, so dass bei den halbleitenden DBRs die Dotierung nur auf wenige Schichten beschränkt ist [10]. Untersuchungen und Beschreibungen zu halbleitenden DBR sind in [10, 6] enthalten.

Wenn nun einige halbleitende Schichtpaare durch dielektrische Schichtpaare ersetzt werden, so kann ein hybrider DBR realisiert werden, der eine vergleichbare Stopppandbreite wie ein dielektrischer DBR besitzt (siehe Abbildung 5.13), der aber zusätzlich mit leitenden Halbleiterschichten ausgestattet ist. Außerdem ist durch die Abscheidung von dielektrischen Schichten auf leitenden Halbleiterschichten eine elektrische Isolierung der leitenden Schichten vorhanden.

⁶Der Bandabstand von GaAs beträgt $W_g = 1,43 \text{ eV}$, so dass Strahlung mit der Wellenlänge $\lambda < \lambda_c = 0,868 \mu\text{m}$ absorbiert wird. Eine Erhöhung des Aluminium-Anteils im Kristall führt zu einer höheren Bandabstand und damit zu einer geringeren Cut-off-Wellenlänge λ_c [75].

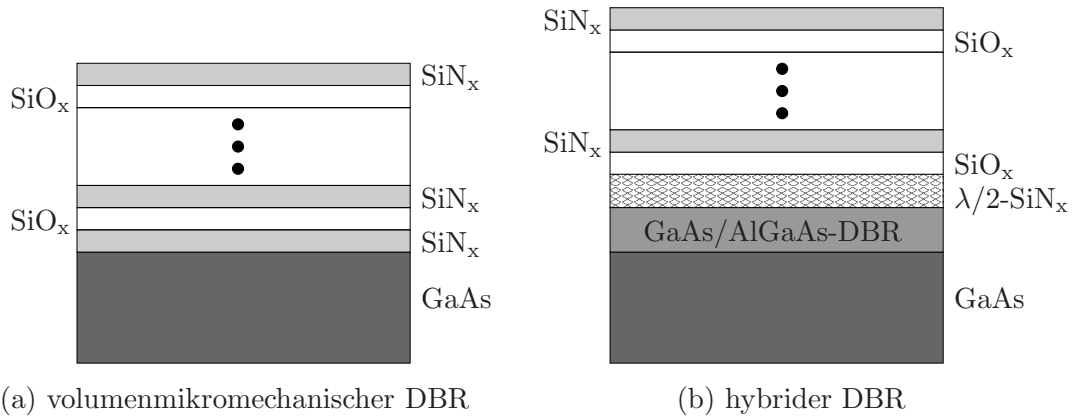


Abbildung 5.14: Schichtenfolge für die Herstellung eines volumenmikromechanischen DBRs (a) und eines hybriden DBRs (b).

Die spektrale Reflexion R_{DBR} eines hybriden DBRs mit einer $\lambda/2$ -SiN_x-Haftschicht ist in Abbildung 5.13 zu sehen. Der hybride DBR besteht aus 3,5 Perioden GaAs/Al_{0,85}Ga_{0,15}As, die leitend dotiert sind, und 12,0 Perioden Si₃N₄/SiO₂. Beim Vergleich mit einem dielektrischen DBR ist die Stoppbandbreite des hybriden DBRs gegenüber den dielektrischen DBR nur ca. 3 % kleiner. Zwischen dem halbleitenden und dem dielektrischen DBR ist eine $\lambda/2$ -SiN_x-Schicht, die als Haftschicht dient. Die Gründe hierfür werden im Folgenden vorgestellt und wurden aus den Erkenntnissen bei der Herstellung von oberflächenmikromechanischen Filtern (siehe Kapitel 6.6) gewonnen:

Der oberflächenmikromechanischen Filter besteht aus einem plan-konkaven Resonator, wobei der planare DBR direkt auf GaAs abgeschieden wird. Da GaAs bei einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ einen Brechungsindex von $n_s = 3,38$ hat, muss die erste dielektrische Schicht SiO_x mit $n_{\text{low}} = 1,46$ sein, so dass anschließend SiN_x mit $n_{\text{high}} = 2,00$ folgen kann. Dadurch wird die phasenrichtige Überlagerung im DBR gewährleistet. Bei der Entwicklung des oberflächenmikromechanischen Filters löste sich aber der planare DBR vom GaAs ab.

Dieses Ablösen zeigt sich aber bei einem anderen Aufbau des optischen Filters nicht, und zwar bei dem volumenmikromechanischen Filter (siehe Kapitel 6.5). Der einzige Unterschied zwischen dem oberflächen- und volumenmikromechanischen DBR bzw. Filter ist, dass beim volumenmikromechanischen DBR SiN_x die erste dielektrische Schicht auf GaAs ist (siehe Abbildung 5.14 a). Es kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass SiN_x eine bessere Haftung zum GaAs hat als SiO_x. Durch das Einfügen einer $\lambda/2$ -SiN_x-Schicht zwischen der SiO_x-Schicht und dem GaAs, wird eine bessere Haftung und durch die $\lambda/2$ -Schicht eine phasenrichtige Überlagerung erreicht. Der Aufbau eines hybriden DBRs ist in Abbildung 5.14 (b) zu sehen.

5.6 Zusammenfassung

Das Kapitel 5 untersucht die DBRs, die von der ICP-CVD abgeschieden werden. Neben den Grundlagen der Eigenschaften vom DBR wird auch ein Vergleich der dielektrischen Schichtenkombination von der ICP-CVD mit anderen Materialkombinationen, die bei der Herstellung von DBRs verwendet werden können, durchgeführt. Da die DBR für eine Wellenlänge bei $1,55\,\mu\text{m}$ hergestellt werden, aber die Messung des Brechungsindex bei $632\,\text{nm}$ erfolgt, wird der spektrale Verlauf des Dielektrikums gemessen und ausgewertet. Für die Untersuchung der spektralen Verläufe der DBRs wird ein Messplatz beschrieben und verwendet, womit die spektralen Verläufe der Reflexion und Transmission vom DBR gemessen werden können. Durch eine externe Messung der Reflexion und Transmission kann bei den DBRs von der ICP-CVD eine Reflexion von $R_{\text{DBR}} > 99\%$ und optische Verluste von $A_{\text{DBR}} < 1\%$ ermittelt werden. Ein weiterer Bestandteil des Kapitels ist die Reproduzierbarkeit der Einzel- und Mehrfachsichten von der ICP-CVD und die Herstellung von hybriden DBRs, die eine Zusammensetzung aus halbleitenden und dielektrischen DBR sind.

Kapitel 6

Abstimmbare optische Filter

In diesem Kapitel wird der Vorteil der Plasmaabscheidung bei niedrigeren Temperaturen von der ICP-CVD dargestellt. Dieser Vorteil ermöglicht die Herstellung von monolithisch aufgebauten MOEMS-Komponenten, die in dieser Arbeit an Filtern erprobt und angewendet wird.

Neben den Grundlagen zu optischen Filtern behandelt das Kapitel die Entwicklung, Herstellung und Untersuchung von oberflächenmikromechanischen und volumenmikromechanischen optischen Filtern, die bezüglich ihrer Wellenlänge abstimmbar sind. Die Abstimmbarkeit, welche elektrothermisch erfolgt, wird durch eine geometrische Veränderung des optischen Resonators erreicht. Die Spiegel der Filter werden mit dielektrischen Bragg-Reflektoren realisiert, die mit der ICP-CVD abgeschieden werden.

6.1 Grundlagen optischer Filter

Die Aufgabe der optischen Filters ist es, die physikalischen Eigenschaften der einfallenden optischen Strahlung bezüglich der Polarisierung, Wellenlänge oder Einfallswinkel herauszufiltern [5, 6, 71]. Ein DBR ist ein optischer Filter, bei dem ein spektraler Bereich durch Reflexion herausgefiltert wird. Weitere Filter sind Kantenfilter, die ab einer Wellenlänge die Strahlung filtern. Kantenfilter sind z.B. eine mehrfach eng umwickelte Einmodenfaser SMF (engl.: singlemode fibre), die ab ca. 1400 nm die Strahlung dämpfen, oder Metallfilme [5, 76, 71]. Ein Metallfilm aus Gold reflektiert die Strahlung ab einer Wellenlänge von ca. 500 nm. Diese Filter werden am Reflexionsmessplatz (siehe Kapitel 5.3.1) verwendet. Polarisationsfilter, die die Strahlung mit bestimmter Polarisation filtern, werden beim Ellipsometer im Kapitel 3.2 verwendet.

Die in dieser Arbeit entwickelten optischen Filter sind Fabry-Pérot-Filter, bei der die teildurchlässigen, aber hochreflektierenden Spiegel parallel zueinander angeordnet sind und einen optischen Resonator bilden. Das Fabry-Pérot-Filter wurde 1897 von den französischen Physikern Charles Fabry und Alfred Pérot entwickelt [6]. Das Prinzip beruht darauf, dass das in den Resonator einfallende Licht bzw. Strahlung innerhalb des Resonators an den Spiegeln mehrfach reflektiert und mit sich selbst überlagert wird. Es bildet sich bei dieser Überlagerung eine stehende Welle und damit konstruktive Interferenz aus, wenn die Resonatorlänge dem Vielfachen q der halben Wellenlänge $\lambda/2$ entspricht. Diese Bedingung ist in Gl. 6.1 gegeben, bei der die halbe Wellenlänge $\lambda/2$ der einfallenden Strahlung dem Vielfachen q der optischen Länge des Resonators L_{opt} entspricht [77, 75]. In einem luftgefüllten Resonator ($n=1$) entspricht die optische Länge des Resonators der geometrischen ($L_{\text{opt}} = L_{\text{geo}}$). Der ganzzahlige Faktor q , der die Anzahl der Schwingungsbäuche der Intensitätsverteilung im Resonator angibt, wird als longitudinale Ordnungszahl bezeichnet und die entsprechenden Schwingungszustände als longitudinale Eigenschwingungen oder Moden.

$$L_{\text{opt}} = n \cdot L_{\text{geo}} = q \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (6.1)$$

Bei der Reflexion an den Spiegeln wird nur ein Teil der Strahlung in den Resonator zurückreflektiert, während der andere Teil durch den Spiegel transmittiert [60, 5]. Da Teilstrahlen innerhalb des Resonators miteinander interferieren, kann das Fabry-Pérot-Filter auch als Interferometer bezeichnet werden [60, 14].

Die Übertragungsfunktion bzw. die spektrale Transmission des Fabry-Pérot-Filters T_λ wird analytisch durch die Airy-Formel angegeben (siehe Gl. 6.2), deren Herleitung in [37, 60] beschrieben ist.

$$T_\lambda = \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)(1 - V)}{[1 - \sqrt{R_1 R_2}(1 - V)]^2 + 4\sqrt{R_1 R_2} \cdot (1 - V) \cdot \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} L_{\text{opt}}\right)} \quad (6.2)$$

R_1 und R_2 sind die Reflektivitäten des Spiegels des Interferometers und $L_{\text{opt}} = n L_{\text{geo}}$ ist die optische Länge des Resonators¹. V ist der Verlustfaktor. Die Verluste können durch verlustbehaftete, dejustierte oder verformte Spiegel zustande kommen sowie durch Streuung und Absorption der Strahlung innerhalb des Resonators. Die Transmission wird jeweils maximal, wenn das Argument der Sinus-Funktion das Vielfache von π ist, was durch Gl. 6.1 gegeben ist. Für den Fall, dass keine Verluste vorhanden sind ($V=0$) und beide Spiegel die gleiche Reflektivität haben ($R=R_1=R_2$) ist bei der Resonanzbedingung

¹Der Spiegelabstand des Resonators kann auch als Kavität (engl.: cavity) bezeichnet werden.

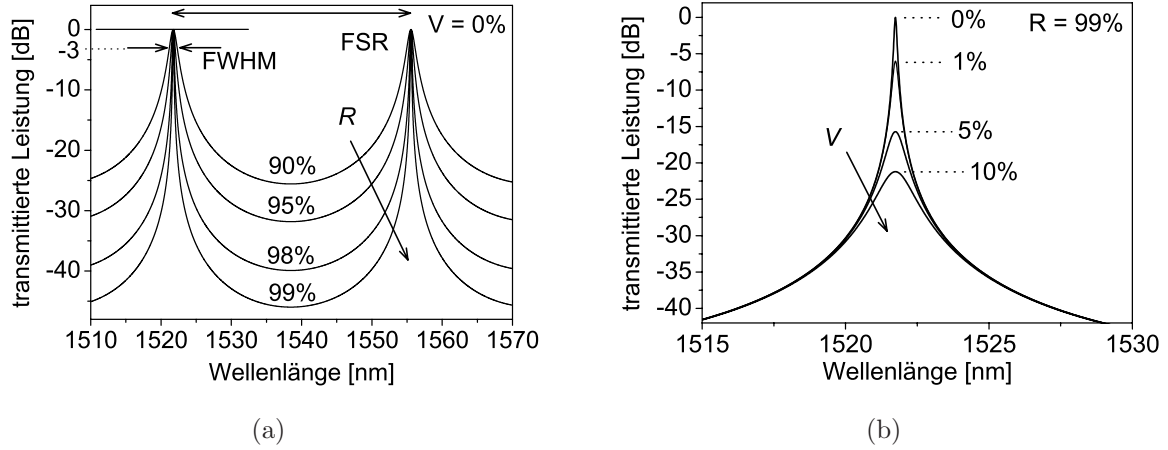


Abbildung 6.1: Simulation des spektralen Transmissionsverlaufs eines Fabry-Pérot-Filters mit einer Resonatorlänge von $L_{\text{opt}} = 35 \mu\text{m}$ mit verschiedenen Reflexionen des Spiegels $R = R_1 = R_2$ (a) und ein Transmissionsmaximum mit verschiedenen Verlusten V (b).

$\lambda = \lambda_{\text{res}}$ die Transmission $T_\lambda = 1$ [37, 77, 75]. Die Übertragungsfunktion des Fabry-Pérot-Filters ist graphisch in Abbildung 6.1 mit verschiedenen Reflexionen $R = R_1 = R_2$ und Verlusten V berechnet.

Wegen der Sinus-Funktion im Nenner der Airy-Formel zeigt die Transmission einen periodischen Verlauf bezüglich der Wellenlänge bzw. der Frequenz (siehe Abbildung 6.1). Der spektrale Abstand zwischen zwei Transmissionsmaxima bezeichnet man als freien Spektralbereich FSR (engl.: free spectral range) und ist durch Gl. 6.3 für lange Resonatoren gegeben². Der FSR hängt außer von der Wellenlänge λ von der Resonatorlänge L_{opt} und von der longitudinalen Ordnungszahl q ab. Je kleiner der Resonator ist, desto größer ist der Abstand der Transmissionsmaxima [6, 37].

$$\text{FSR} = \Delta\lambda = \lambda_{\text{res},q} - \lambda_{\text{res},q+1} \approx \frac{\lambda^2}{2 \cdot L_{\text{opt}}} \quad (6.3)$$

Eine weitere Kenngröße des Filters ist die 3dB-Bandbreite der Resonanzwellenlängen. Die 3dB-Bandbreite wird auch als volle Halbwertsbreite FWHM (engl.: full width half maximum) bezeichnet und ist für lange Resonatorlängen durch Gl. 6.4 angegeben.

$$\text{FWHM} = \frac{\lambda^2}{2\pi L_{\text{opt}}} \cdot \frac{1 - \sqrt{R_1 R_2} \cdot (1 - V)}{\sqrt{1 - V} \cdot \sqrt[4]{R_1 R_2}} \quad (6.4)$$

²Der FSR kann analytisch genau mit der Frequenz angegeben werden. Mit $\text{FSR}(\nu) = \Delta\nu = c_0/(2n L_{\text{opt}})$ und mit $\Delta\nu \approx |-(c_0/\lambda^2) \cdot \Delta\lambda|$ folgt Gl. 6.3 [8, 36, 37].

Neben der Resonatorlänge L_{opt} wird die FWHM durch die Reflektivitäten der Spiegel R_1 und R_2 und durch die Verluste V beeinflusst. Man kann in den Transmissionsverläufe T_λ in Abbildung 6.1(a) und 6.1(b) erkennen, dass die FWHM kleiner bzw. die Übertragung des Filters schmalbandiger wird, wenn die Reflektivitäten der Spiegel $R = R_1 = R_2$ größer und wenn die Verluste V geringer werden. Eine kleine FWHM ist auch durch einen großen Spiegelabstand L_{opt} erreichbar.

Die Finesse F in Gl. 6.5 gibt das Verhältnis zwischen dem freien Spektralbereich FSR und der Bandbreite FWHM an und beschreibt die Güte des optischen Resonators. Diese Größe ist unabhängig von der Resonatorlänge L_{opt} und hängt nur von der Reflektivität der Spiegel R_1 und R_2 sowie von den Verlusten V ab. Je kleiner die Verluste V und je größer die Reflektivitäten R_1 und R_2 sind, desto höher ist die Güte des Resonators bzw. desto größer ist die Finesse.

$$F = \frac{\text{FSR}}{\text{FWHM}} \approx \pi \cdot \frac{\sqrt{1-V} \cdot \sqrt[4]{R_1 R_2}}{1 - \sqrt{R_1 R_2} \cdot (1-V)} \quad (6.5)$$

6.2 Aufbau und elektrothermische Abstimmung

Abbildung 6.2 zeigt eine Mikroskopaufnahme von einem oberflächenmikromechanischen Fabry-Pérot-Filter. Der obere DBR ist mechanisch beweglich und wird von vier Stegen in die Höhe gehalten. Auf den Stegen und dem DBR ist eine Goldschicht aufgebracht, welche die Leiterbahn für den Heizstrom I_{heat} ist (siehe Abbildung 6.2). Die Mitte des DBRs ist nicht beschichtet und ist die Austrittsöffnung für die Strahlung, die durch das Filter transmittiert (siehe gestrichelter Pfeil in Abbildung 6.2). Zusammen mit dem unteren flachen DBR wird senkrecht zur Oberfläche der optische Resonator gebildet (engl.: vertical cavity).

Die Goldleiterbahn bildet eine Wheatstonesche Brücke [78], so dass der Heizstrom I_{heat} durch die Strompfade fließt, wie es mit den durchgezogenen Pfeilen in Abbildung 6.2 gekennzeichnet ist. Der Heizstrom erwärmt die Stege des DBRs, was zu einer Ausdehnung der Stege führt und dadurch zu einer Vergrößerung des Spiegelabstandes. Durch die Vergrößerung der Resonatorlänge verschieben sich die Resonanzwellenlängen des Filters zu höheren Wellenlängen. Gl. 6.6 beschreibt die Änderung der Wellenlänge durch eine Änderung der Resonatorlänge [6, 10]. Man erkennt, dass die Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$ umso größer ist, je kleiner die Resonatorlänge L_{opt} ist.

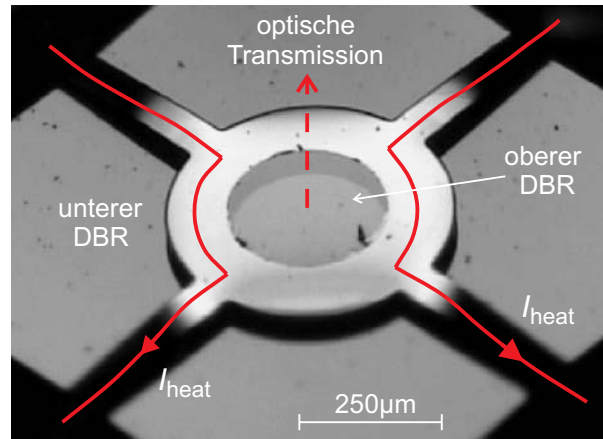


Abbildung 6.2: Aktuierung am Beispiel eines oberflächenmikromechanischen optischen Filters. Die durchgezogenen Pfeile geben den Verlauf des Heizstromes I_{heat} an und der gestrichelte Pfeil den Verlauf der optischen Transmission.

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta L_{\text{opt}}}{L_{\text{opt}}} \quad (6.6)$$

Die elektrothermische Aktuierung hat den Vorteil, dass sie leicht zu implementieren ist, da nur eine Leiterbahn erforderlich ist. Der Nachteil ist die langsame Modulierbarkeit bei dieser Aktuierung. Die Modulationsbandbreite beträgt ca. 100 Hz [8]. Außerdem kann die Wärme die elektrothermische Aktuierung die Langzeitstabilität der MOEMS-Komponente beeinträchtigen.

6.3 Resonatorstabilität und Filtermessplatz

Ein optischer Resonator ist immer dann stabil, wenn die elektrische Feldstärke nach einem Umlauf im Resonator sich konstruktiv überlagert. Diese Bedingung wird erfüllt, wenn die Krümmungsradien beider Spiegel $ROC_{\text{mirror},1}$ und $ROC_{\text{mirror},2}$ und die Resonatorlänge L_{opt} folgende Bedingung erfüllen [79, 7, 6, 77]:

$$0 < \left(1 - \frac{L_{\text{opt}}}{ROC_{\text{mirror},1}}\right) \cdot \left(1 - \frac{L_{\text{opt}}}{ROC_{\text{mirror},2}}\right) < 1 \quad (6.7)$$

Die optischen Filter, die in dieser Arbeit realisiert werden, sind plan-konkave Resonatoren. Bei den Spiegeln handelt es sich um einen flachen Spiegel ($ROC_{\text{mirror},1} \rightarrow \infty$) und um einen gekrümmten Spiegel, dessen Krümmungsradius $ROC_{\text{mirror},2}$ im Millimeterbereich ist. Da die Resonatorlänge L_{opt} im Mikrometerbereich ist, ist die Resonatorstabilität für mikromechanische plan-konkave optische Filter erfüllt.

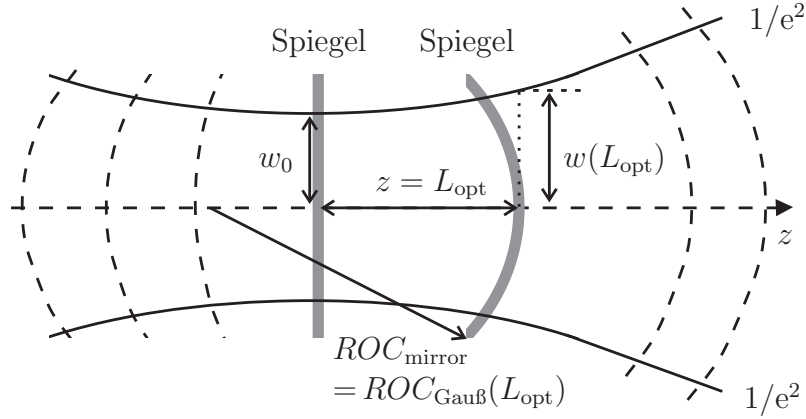


Abbildung 6.3: Anpassung des Gaußfeldes an das plan-konkave optische Filter.

Die Betrachtung der Grundlagen zum Fabry-Pérot-Interferometer im vorigen Kapitel 6.1 geht von zwei plan-parallelen Spiegel aus ($ROC_{\text{mirror}} \rightarrow \infty$). Die Stabilität dieses Resonators befindet sich an der Grenze, da bereits kleine Änderungen eine Instabilität bewirken können. Daher werden diese Resonatoren als grenzstabil bezeichnet.

Für die Untersuchung muss das plan-konkave Filter so in die Freistrahlstrecke des Filtermessplatzes platziert werden, dass die Phasenfronten der optischen Strahlung sowohl am flachen als auch am gekrümmten Spiegel übereinstimmen, wie es in Abbildung 6.3 dargestellt ist. Diese optische Strahlung wird von einem Gaußstrahl erfüllt, da in der Strahltaile vom Gaußstrahl $2w_0$ eine ebene Phasenfront vorhanden ist und mit zunehmenden Abstand z von der Strahltaile der Gaußstrahl eine gekrümmte Phasenfront mit dem Krümmungsradius $ROC_{\text{Gauß}}$ aufweist.

Um den für das Filter erforderlichen Gaußstrahl zu ermitteln, müssen vom Filter der Radius des gekrümmten Spiegels ROC_{mirror} und die Resonatorlänge L_{opt} bekannt sein, die mit einem konfokalen Mikroskop³ gemessen werden. Der gemessene Luftspalt vom Filter entspricht der Resonatorlänge ($L_{\text{opt}} = L_{\text{air}}$). Durch Anwendung von Gl. 6.8 kann die Strahltaile $2w_0$ ermittelt werden [7, 79].

$$2w_0 = 2 \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} \cdot \sqrt{L_{\text{opt}} \cdot (ROC_{\text{mirror}} - L_{\text{opt}})} \quad (6.8)$$

Die Kenntnis der Strahltaile $2w_0$ reicht aus, um den Filtermessplatz aufzubauen und die longitudinale Ausbreitung des Gaußstrahles (in z -Richtung) zu beschreiben, wie man es in den analytischen Angaben zur Beschreibung des Gaußstrahles in Gl. 6.9 und 6.10 erkennen kann [5, 80]. Mit Gl. 6.9 wird der Krümmungsradius $ROC_{\text{Gauß}}$ und mit Gl. 6.10 der Fleckradius $w(z)$ vom Gaußstrahl in z -Richtung beschrieben. Der Fleckradius $w(z)$ ist

³Atos PLμ Confocal Imaging Profiler von der Firma Schaefer Technologie GmbH

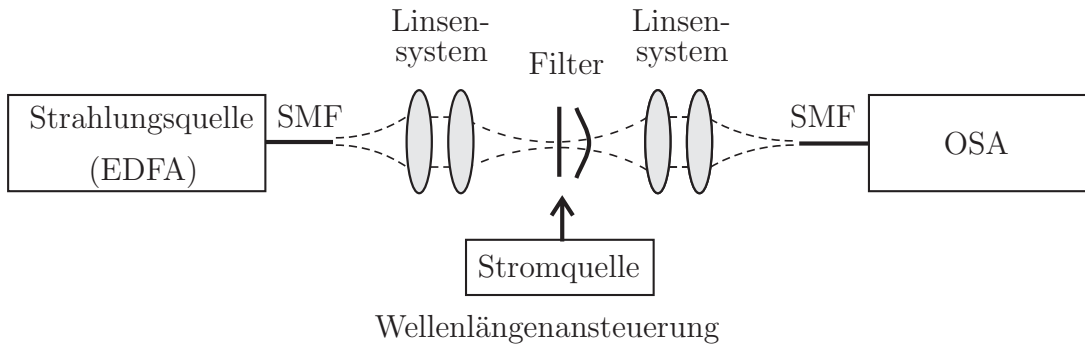


Abbildung 6.4: Aufbau des Filtermessplatzes.

der Radius, bei der die Intensität des Gaußstrahles in radialer Richtung um $1/e^2$ abgefallen ist (siehe Abbildung 6.3).

$$ROC_{\text{Gauß}}(z) = z + \frac{1}{z} \cdot \left(\frac{\pi w_0^2 n}{\lambda^2} \right)^2 \quad (6.9)$$

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(z \cdot \frac{\lambda}{\pi w_0^2 n} \right)^2} \quad (6.10)$$

Der Gaußstrahl für das Filter wird mit einem Linsensystem⁴ bestehend aus zwei Sammellinsen erzeugt. Die 1. Sammellinse mit der Brennweite $f_{\text{kollimator}}$ transformiert den divergenten Gaußstrahl in einen kollimierten Strahl. Die 2. Sammellinse mit der Brennweite f_{fokus} fokussiert den durchlaufenden Strahl. Um mit diesem Linsensystem einen Gaußstrahl mit einer Strahltaile $2w_0$ zu erzeugen, müssen die Brennweiten beider Linsen einem Verhältnis entsprechen, wie es in Gl. 6.11 angegeben ist [80]. Die Strahltaile einer Einmodenfaser $2w_{\text{SMF}}$ beträgt $2w_{\text{SMF}} \approx 10 \mu\text{m}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

$$2w_0 = \frac{f_{\text{fokus}}}{f_{\text{kollimator}}} \cdot 2w_{\text{SMF}} \quad (6.11)$$

Beim Zusammenbauen des Linsensystems wurde mit einer Infrarotkamera überprüft, ob die Strahlung aus der ersten Linse kollimiert ist. Das gesamte Linsensystem wird dann in einem Fernfeldmessplatz vermessen, wie es in [10] für die Vermessung des Fernfeldes eines VCSELs präsentiert ist⁵.

Der mit dem Linsensystem aufgebaute Messplatz für die Untersuchung der optischen Filter ist in Abbildung 6.4 skizziert. Der Aufbau ähnelt dem Aufbau, wie es bei der

⁴Das Linsensystem stammt von der Firma „Schäfter+Kichhoff“.

⁵Der Fernfeldmessplatz in [10] betrachtet die Strahltaile im VCSEL. Dies muss bei der Auswertung für das Linsensystem berücksichtigt werden, da die Strahltaile außerhalb des Linsensystems ist.

Untersuchung der Transmission der DBRs im Kapitel 5.3.1 verwendet wird. Der aus einer Einmodenfaser SMF austretende, divergente Gaußstrahl wird nach dem Durchgang durch das Linsensystem in einem Punkt fokussiert, an dem sich der flache DBR des optischen Filters befindet. Nach der Transmission der Strahlung durch das Filter wird die Strahlung beim Durchlaufen eines weiteren Linsensystems in eine Einmodenfaser eingekoppelt. Das Spektrum wird von einem optischen Spektrumanalysator OSA empfangen. Als breitbandige, optische Strahlungsquelle wird ein erbiumdotierter Faserverstärker EDFA (engl.: erbium-doped fibre amplifier) verwendet, der eine hohe optische Leistung im C-Band (1530 nm - 1560 nm) liefert.

6.4 Oberflächen- und Volumenmikromechanik

Jede mikromechanische Komponente ist dadurch gekennzeichnet, dass eine mechanisch bewegliche Teilkomponente vorhanden ist. Um diese Teilkomponenten zu realisieren gibt es zwei Möglichkeiten (siehe Abbildung 6.5):

- Oberflächenmikromechanik (engl.: surface micromachining): die Herstellung der beweglichen Struktur erfolgt auf der Oberfläche, indem eine Opferschicht entfernt wird. Durch das Entfernen der Opferschicht entsteht ein Hohlraum und damit auch eine freitragende Struktur, die mechanische Bewegungen ermöglicht.
- Volumenmikromechanik (engl.: bulk micromachining): Die freitragende mikromechanische Struktur wird durch das Entfernen des Substrates realisiert.

In beiden Fällen darf das Entfernen der Opferschicht oder des Substrates durch eine nasschemische oder trockenchemische Ätzung die mikromechanische Struktur nicht beschädigen oder in Mitleidenschaft ziehen. Mit einer hohen Ätzselektivität zwischen dem umgebenden Material und dem zu entfernenden Material oder mit einer Ätzstoppschicht kann eine Beschädigung vermieden werden.

Bei der Herstellung und Entwicklung von oberflächenmikromechanischen Systemen, die in dieser Arbeit für abstimmbare optische Filter durchgeführt wird, ergeben sich Vor- und Nachteil. Die Vorteile für oberflächenmikromechanische Systeme sind:

- Es ist eine monolithische Herstellung durchführbar, so dass dadurch Massenproduktion ermöglicht wird.
- Durch den monolithische Aufbau ist keine anschließend Fixierung z.B. mit Klebstoff

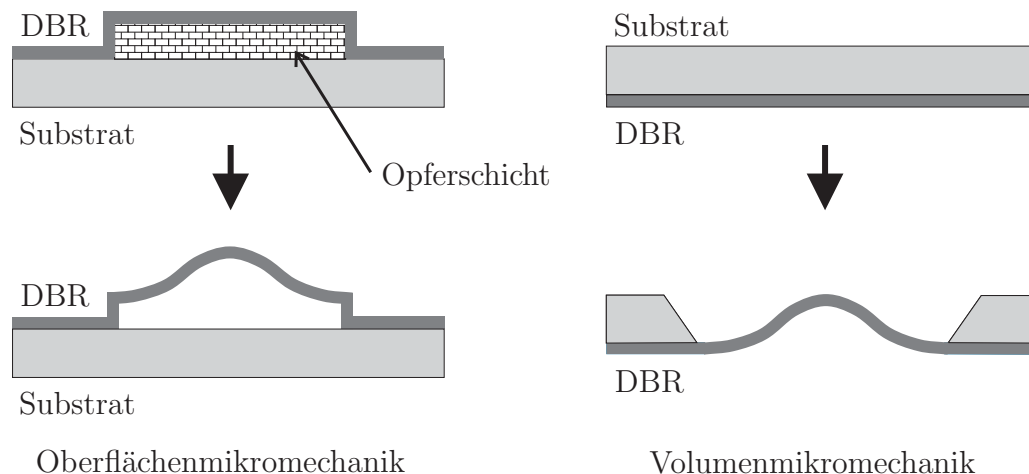


Abbildung 6.5: Prinzipielle Realisierung von oberflächen- und volumenmikromechanischen MOEMS-Komponenten. Die Krümmung der freitragenden Struktur kommt durch die innere mechanische Verspannung zustande.

notwendig. Da die Fixierung mit Klebstoff vermieden wird, ist das mikromechanische System temperatur- und langzeitstabiler.

- Die Herstellung erfolgt ohne ätztechnische oder kristallographische Einschränkungen durch das Substrat. Diese Einschränkung tritt bei der Herstellung von volumenmikromechanischen Systemen auf, bei der das Substrat weggeätzt wird.
- Es ist keine Justierung der Vorder- zur Rückseite des Substrates oder umgekehrt notwendig, wie es im Herstellungsprozess im Kapitel 6.5 beschrieben ist.

Die Nachteile bzw. Voraussetzungen für oberflächenmikromechanische Systeme sind:

- Beim Entfernen der Opferschicht müssen geeignete Ätzlösung für die Opferschicht verwendet werden, so dass andere Materialien nicht beschädigt werden.
- Eine Einschränkung besteht, wenn temperaturempfindliche Materialien oder Teilkomponenten berücksichtigt werden müssen. So kann z.B. eine Abscheidung von dielektrischen Schichten bei hohen Temperaturen nicht durchgeführt werden.
- Das Material der Oberflächenmikromechanik, die in dieser Arbeit aus dielektrischen Materialien bestehen, muss eine gute Haftung auf dem darunter liegenden Material haben.
- Während des gesamten Herstellungsprozesses der Oberflächenmikromechanik darf die untere Teilkomponente nicht beschädigt werden.

6.5 Volumenmikromechanische Filter

Die volumenmikromechanischen optischen Filter sind als hybrider Aufbau realisiert (siehe Abbildung 6.6), bei der beide Spiegel getrennt voneinander hergestellt werden. Man bezeichnet die getrennte Herstellung bzw. Optimierung als Zwei-Chip-Konzept [9].

Die getrennte Herstellung hat den Vorteil, dass die Mikromechanik des Spiegels unabhängig von der restlichen Teilkomponente getestet und untersucht werden kann. Es ist auch eine getrennte Optimierung bezüglich des Spiegelmaterials und des mechanischen Aufbaus durchführbar. Es können bei dieser Vorgehensweise auch geeignete Kombinationen von Teilkomponenten gewählt werden, was eine Optimierung des gesamten Systems ermöglicht. So können für das Filter DBRs mit zueinander passenden Bragg-Wellenlängen λ_{Bragg} kombiniert werden.

Der Nachteil beim Zwei-Chip-Konzept ist aber ein höherer technischer Aufwand beim Zusammenfügen der Teilkomponenten und damit höhere Fertigungskosten. Die Dimensionen der Teilkomponenten sollten nicht zu klein sein, so dass ein Bearbeiten und Zusammenfügen möglich ist. Das Zusammenfügen der beiden Teilkomponenten erfolgt durch Verkleben, was eine geringere Langzeit- und Temperaturstabilität zur Folge hat.

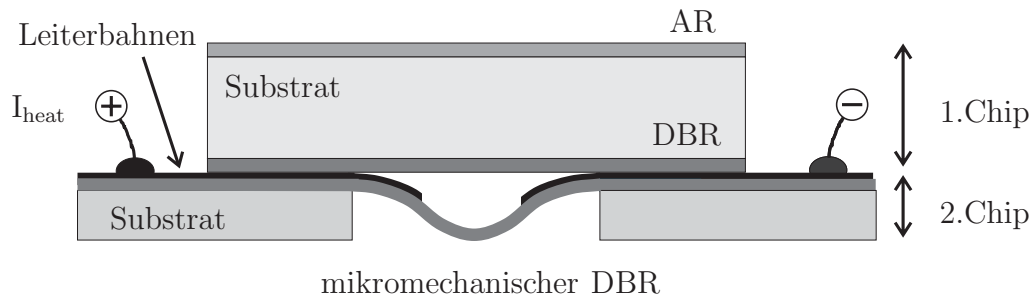


Abbildung 6.6: Skizze des hybriden Aufbaus eines volumenmikromechanischen optischen Filters (Zwei-Chip-Konzept).

Die volumenmikromechanischen optischen Filter sind in [7, 8] an dielektrischen Schichten entwickelt worden, die bei 300 °C von einer PECVD abgeschieden wurden. Es ist dadurch möglich, diese Technologie und deren Herstellung an Schichten von der ICP-CVD zu erproben. Die Abläufe sind ähnlich und weichen nur darin ab, dass die Schichten von der ICP-CVD nicht nasschemisch [8], sondern trockenchemisch geätzt werden. Für die Herstellung des volumenmikromechanischen DBRs, der in Kombination mit einem planaren DBR das optischen Fabry-Pérot-Filter ergibt, werden folgende Schritte durchgeführt:

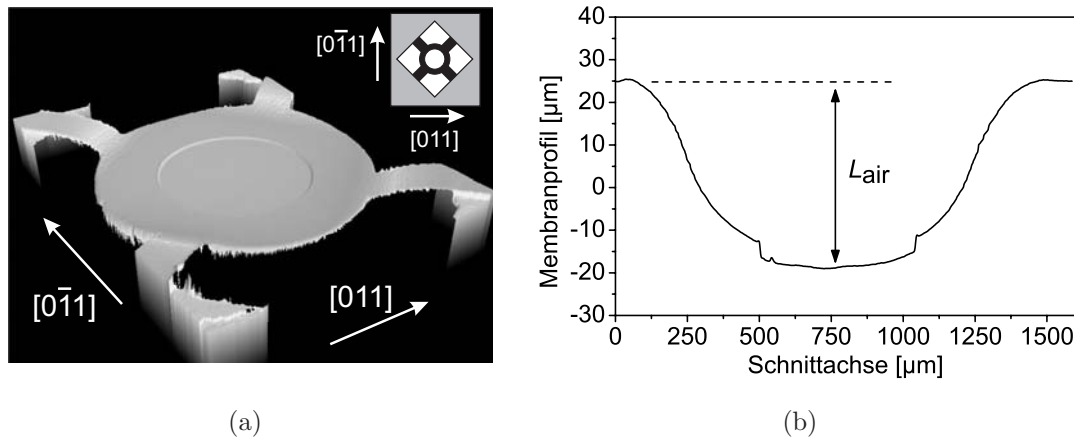


Abbildung 6.7: (a) Aufnahme des volumenmikromechanischen DBRs mit dem konfokalen Mikroskop (b) Profilverlauf des DBRs.

1. Ein DBR wird auf GaAs-Substrat abgeschieden.
2. Das GaAs-Substrat wird durch chemisches mechanisches Polieren auf eine Substratdicke von ca. $150 \mu\text{m}$ verdünnt und anschließend auf eine Probengröße von $8 \times 8 \text{ mm}^2$ zurecht gebrochen.
3. Fotolack wird auf dem DBR strukturiert, so dass nach dem Aufdampfen von Chrom und Gold ein Lift-off-Prozess durchgeführt werden kann. Durch diese Prozedur wird die Lichtaustrittsöffnung des Filters definiert.
4. Nach dem Lift-off-Prozess wird eine Ätzmaske aus Nickel mit einer Dicke von 250 nm aufgesputtert und mittels Lithographie strukturiert. An den geöffneten Stellen der Nickelätzmaske wird der DBR durch eine Trockenätzung in einer RIE-Anlage mit SF_6 entfernt. Die restliche Ätzmaske wird in verdünnter Salpetersäure ($\text{HNO}_3 : \text{H}_2\text{O} = 1 : 10$ bei 60°C) entfernt.

Die Nickelätzmaske sollte eine Schichtdicke von 250 nm haben, da das Nickel durch das trockenchemische Ätzen mit der RIE-Anlage ebenfalls mit einer Ätzrate von ca. 2 nm/min geätzt wird und die Trockenätzung ca. 60 bis 90 min dauern kann.

5. Die Rückseitenätzung erfolgt nasschemisch durch Sprühen in einer Ätzlösung aus Ammoniumhydroxid NH_4OH und Wasserstoffperoxid H_2O_2 ($\text{NH}_4\text{OH} (25\%) : \text{H}_2\text{O}_2 = 1 : 10$) mit einer Ätzrate von ca. 7 bis $10 \mu\text{m/min}$. Dadurch wird die mikromechanische Struktur freigelegt. Die dafür erforderliche Lithographie erfolgt durch Justierung der Maske an der Bruchkante.

Tabelle 6.1: DBRs vom volumenmikromechanischen Filter.

Flacher DBR:

Material	n @ 632 nm	Schichtdicke	mechanische Verspannung	
SiN _x	1,960	198 nm	-25 MPa	\approx verspannungsfrei
SiO _x	1,466	264 nm	+27 MPa	\approx verspannungsfrei

Volumenmikromechanischer DBR:

Material	n @ 632 nm	Schichtdicke	mechanische Verspannung	
Au/Cr		25 nm / 5 nm	ca. +900 MPa	tensil
SiN _x	1,965	197 nm	-127 MPa	kompressiv
SiO _x	1,469	263 nm	+10 MPa	\approx verspannungsfrei

Abbildung 6.7(a) zeigt einen volumenmikromechanischen DBR-Spiegel, der mit dem konfokalen Mikroskop aufgenommen ist. Der Spiegel hat einen Durchmesser von $960\ \mu\text{m}$, wobei die Austrittsöffnung für das Licht einen Durchmesser von ca. $500\ \mu\text{m}$ hat. Der DBR wird von 4 Stegen gehalten, die eine ungefähre Länge von $290\ \mu\text{m}$ und eine Breite von $230\ \mu\text{m}$ haben. In dem vom Mikroskop erstellten Profil des mikromechanischen DBRs (siehe Abbildung 6.7(b)) kann ein Luftspalt von $L_{\text{air}} = 43\ \mu\text{m}$ und ein Krümmungsradius von $ROC_{\text{mirror}} = 11,9\ \text{mm}$ gemessen werden.

Tabelle 6.1 listet die Eigenschaften der verwendeten Schichten für die DBRs auf. Wie es in Abbildung 6.7 zu sehen ist, wird der mikromechanische DBR nach dem Freiätzen in das Substrat gedrückt. Der Grund liegt an der Zusammensetzung der mechanischen Verspannung des DBRs. Der volumenmikromechanische DBR ist zwar mit einer durchgehend periodischen Verspannung abgeschieden. Aber die Metallisierung aus Gold und Chrom Au/Cr, die auf dem mikromechanischen DBR abgeschieden ist (siehe Abbildung 6.6), hat eine hohe tensile mechanische Verspannung und tendiert dazu, sich zusammenzuziehen. Dadurch wird der DBR in Richtung des Substrates gedrückt. Die Schichtenkombination des flachen DBRs ist so gestaltet, dass es eine geringe mechanische Verspannung aufweist.

Das optische Filter wird durch das Fixieren des gekrümmten, mikromechanischen DBRs auf einem flachen DBR realisiert (siehe Abbildung 6.6). Dadurch entspricht der Luftspalt ungefähr der Resonatorlänge des Filters ($L_{\text{air}} \approx L_{\text{cavity}}$), was nach Gl. 6.8 einen Gaußstrahl mit einer Strahltaile $2w_0 = 38\ \mu\text{m}$ erfordert.

Das Transmissionsspektrum des volumenmikromechanischen Filters bei verschiedenen Abstimmungen ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Der freie Spektralbereich FSR des Filters

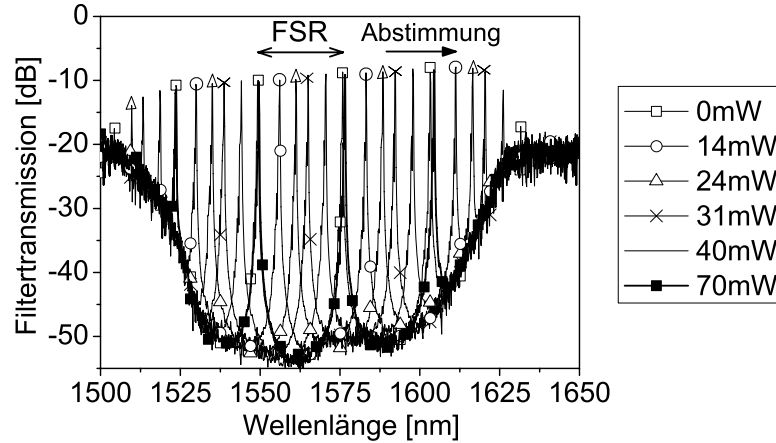


Abbildung 6.8: Transmissionsspektrum des volumenmikromechanischen abstimmbaren optischen Filters.

beträgt 27 nm. Aus dieser Messung ergibt sich mit Gl. 6.3 eine Resonatorlänge von $44\text{ }\mu\text{m}$ und entspricht damit dem mit dem konfokalen Mikroskop gemessenen Luftspalt L_{air} .

Mit Gl. 6.4 und 6.5 und der Annahme, dass keine Verluste vorhanden sind ($V = 0$) und dass beide DBR eine Reflektivität von $R > 99,5\%$ haben, wie es im Kapitel 5.3.2 ermittelt wurde, beträgt die zu erreichende Halbwertsbreite FWHM $< 0,05\text{ nm}$. Die Finesse würde 626 betragen. Man kann aber in der Messung erkennen, dass eine hohe Einfügedämpfung von ca. -9 dB vorhanden ist, was eine Verschlechterung der Filtergüte zur Folge hat. Mess-technisch kann ein FWHM von 0,13 nm und damit eine Finesse von 207 ermittelt werden.

Da die DBRs eine hohe Reflektivität von ca. 99% aufweisen und die Verluste bei der Transmission durch die DBRs zu vernachlässigen sind (siehe Kapitel 5), kann man als Hauptursache für die Verluste bei der Transmission die Fehlanpassung des optischen Feldes an die Resonatorgeometrie des Filters vermuten. Die Fehlanpassung macht sich durch Seitenmoden bemerkbar, die sich bei kleineren Wellenlängen neben den Resonanzwellenlängen zeigen (siehe dazu auch Kapitel 6.6.4).

Für die Abstimmung sollten die Resonanzwellenlängen des Filters mindestens den freien Spektralbereich von ca. 30 nm durchlaufen, was mit Gl. 6.6 eine mechanische Auslenkung des DBRs von ca. 830 nm erforderlich macht. In Abbildung 6.8 sind zu den Resonanzwellenlängen jeweils die erforderlichen elektrothermischen Leistungen angegeben. Um über den freien Spektralbereich abzustimmen, ist eine Leistung von 70 mW erforderlich. Der Widerstand der Leiterbahnen ist $95\text{ }\Omega$. Die spektrale Steuerbarkeit bzw. die Abstimmempfindlichkeit beträgt $\Delta\lambda_{\text{tune}}/\Delta P_{\text{heat}} = 0,42\text{ nm/mW}$.

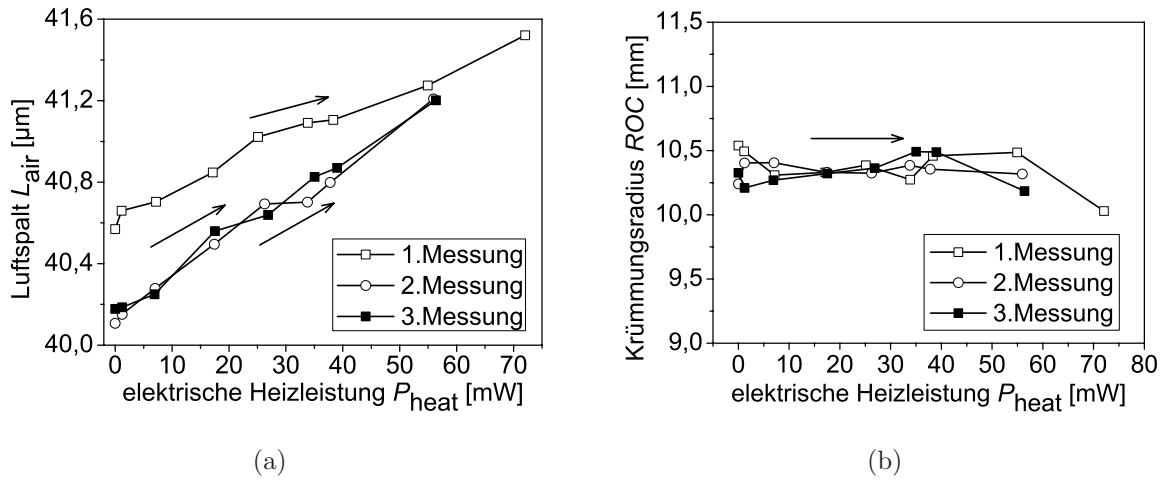


Abbildung 6.9: Luftspalt (a) und Krümmungsradius (b) des volumenmikromechanischen DBRs bei mehrfachem Auslenken.

Abbildung 6.9(a) zeigt die mechanische Auslenkung des DBRs L_{air} in Abhängigkeit von der angelegten elektrothermischen Heizleistung P_{heat} . Man erkennt, dass die erste Auslenkung, die bis zur maximalen Heizleistung belastet wird, nicht deckungsgleich mit den nachfolgenden Auslenkungen ist. Alle nachfolgenden Auslenkungen des DBRs zeigen nach der maximalen Belastung einen deckungsgleichen linearen Verlauf. Der Krümmungsradius ROC zeigt im Gegensatz zur mechanischen Auslenkung L_{air} nach der maximalen Belastung keine Veränderung, wie es in Abbildung 6.9(b) zu sehen ist. Die Veränderung muss sich in den Stegen zeigen.

Eine Erklärung könnte eine Materialveränderung durch die thermische Energiezufuhr sein. Die mechanische Verspannung der dielektrischen Schichten werden nach der Temperaturerhöhung tensiler, und zwar irreversible (siehe Kapitel 4.7). Da die Schichten sich bei einer tensilen Verspannung zusammenziehen, werden die Stege vom mikromechanischen DBR nach der Erwärmung kürzer, wodurch der Luftspalt des Filters L_{air} kleiner wird. In Abbildung 6.9(a) ist zu erkennen, dass sich nach der maximalen Belastung der Luftspalt L_{air} um ca. $0,5 \mu\text{m}$ verkleinert hat. Die Konsequenz ist, dass für alle weiteren Untersuchungen der dielektrische mikromechanische DBR bereits maximal ausgelenkt werden sollte.

Die Tabelle 6.2 vergleicht die Ergebnisse der Filter mit den in der Literatur angegebenen Ergebnissen von Filtern, die mit der Zwei-Chip-Methode hergestellt wurden und dasselbe Filterdesign haben [7, 8]. Die bei der Untersuchung des Filters gemessenen Werte sind vergleichbar mit den Vorgängerarbeiten [8, 7], obwohl durchaus bessere Werte mit dem hier hergestellten Filter möglich sein können.

Tabelle 6.2: Vergleich von volumenmikromechanischen Filtern, die nach dem Zwei-Chip-Konzept hergestellt werden.

Referenz	FSR	FWHM	Finesse	Einfüge- dämpfung	$\Delta\lambda_{\text{tune}}/\Delta P_{\text{heat}}$
in dieser Arbeit	27 nm	0,13 nm	207	-9 dB	0,42 nm/mW
[8]	43 nm	0,13 nm	330	-3 dB	0,7 nm/mW
[7]	30 nm	0,16 nm	188	-6 dB	20,3 nm/mW

6.6 Oberflächenmikromechanische Filter

Die Herstellung von oberflächenmikromechanischen optischen Fabry-Pérot-Filtern ist an einige Bedingungen geknüpft, die z.T. im Kapitel 6.4 erwähnt sind :

1. Während der Abscheidung des DBRs sollte das darunter liegende Material oder die Teilkomponente nicht in Mitleidenschaft gezogen werden.
2. Ein Spiegelmaterial sollte verwendet werden, dass eine hohe Reflektivität ermöglicht sowie eine verlustlose Transmission bzw. eine geringe optische Dämpfung besitzt.
3. Um einen weiten Abstimmbereich zu erreichen, sollte der Spiegel eine große Stoppbandbreite haben.
4. Ein Material für die Opferschicht sollte angewendet werden, das entfernt werden kann, ohne das umgebende Material zu beschädigen.
5. Bei der Verwendung von verschiedenen Materialien sollten die Materialien eine gute Haftung aufweisen.
6. Um das optischen Filter bezüglich der Wellenlänge abzustimmen, muss ein Aktuierungsprinzip implementiert werden.

Da die ICP-CVD die Abscheidung von dielektrischen Schichten bei einer Temperatur $< 100^\circ\text{C}$ mit einer guten Schichtqualität ermöglicht (siehe Kapitel 4.2.3), werden temperaturempfindliche Materialien und Teilkomponenten während der Abscheidung nicht in Mitleidenschaft gezogen. Die Probe wird auch nicht vom Plasma beschädigt, da die ICP-CVD ein Downstream-Reaktor ist, wie es im Kapitel 2.3 beschrieben ist (**Punkt 1**).

Die Untersuchung der dielektrischen Mehrfachschichten von der ICP-CVD im Kapitel 5 zeigt, dass zum einen die DBRs eine geringe optische Dämpfung aufweisen (**Punkt 2**).

Zum anderem ermöglicht die Kombination von SiO_x und SiN_x eine weite Stoppbandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$ von mehr als 200 nm mit einer Reflektivität von mehr als 98 % (**Punkt 3**).

Da dielektrische Materialien von der ICP-CVD direkt auf temperaturempfindliche Materialien abgeschieden werden können, ist eine größere Auswahl an Materialien für die Opferschicht möglich. So kann neben metallischen Opferschichten auch organisches Material wie Fotolack als Opferschicht verwendet werden, was den Einsatz von Lösungsmitteln anstelle von Ätzsäuren ermöglicht. Das Material des DBRs hat außerdem den Vorteil, dass die dielektrischen Materialien eine geringe bzw. vernachlässigbare Ätzrate gegenüber fast allen Ätzlösungen und nur eine hohe Ätzrate bei flusssäurehaltigen Ätzlösungen hat (siehe Kapitel 3.5). Durch die hohe Ätzselektivität können neben dem organischen Opferschichten auch metallische Opferschichten angewendet werden, die zum Entfernen keine flusssäurehaltigen Ätzlösungen verwenden (**Punkt 4**).

Bei der Entwicklung von oberflächenmikromechanischen Filtern als auch bei der Herstellung von hybriden DBRs (siehe Kapitel 5.5) hat sich gezeigt, dass SiN_x besser auf GaAs haftet als SiO_x . Darum ist es erforderlich, dass SiN_x die erste dielektrische Schicht auf GaAs ist (**Punkt 5**).

Das oberflächenmikromechanische Filter wird elektrothermisch abgestimmt (**Punkt 6**).

6.6.1 Opferschicht

Als Opferschichten bezeichnet man Schichten, die für die darüber liegende Schicht als Stützelement oder als Abstandshalter dient [13]. Durch das Entfernen des Stützelementes ist eine freitragende Struktur realisierbar, wodurch mechanische Bewegungen möglich werden. Auch ist es möglich, die Dicke und damit den Abstand der Opferschicht genau zu definieren. In dieser Arbeit werden zwei Materialien für Opferschichten untersucht und verwendet, und zwar Nickel und Fotolack.

Das Nickel als Opferschicht wird durch Sputtern auf die Probe aufgetragen. Neben der Verwendung als Ätzstoppschicht ermöglicht das Sputtern eine genaue Definition der Schichtdicke und eine Variation der mechanischen Verspannung durch eine Änderung des Druckes während des Plasmaprozesses (siehe Kapitel 4.8). Dadurch lassen sich Nickelopferschichten mit einer geringen mechanischen Verspannung ($\sigma \approx 0$ MPa) herstellen, was eine geringere mechanische Beanspruchung der Probe bewirkt. Das gesputterte Nickel besteht bei entsprechender Konstellation des Druckes und der Temperatur während des Plasmaprozesses aus nadelförmigen Kristalliten (siehe Kapitel 4.8). Diese Schichtstruktur des Nickels hat Vor- und Nachteile.

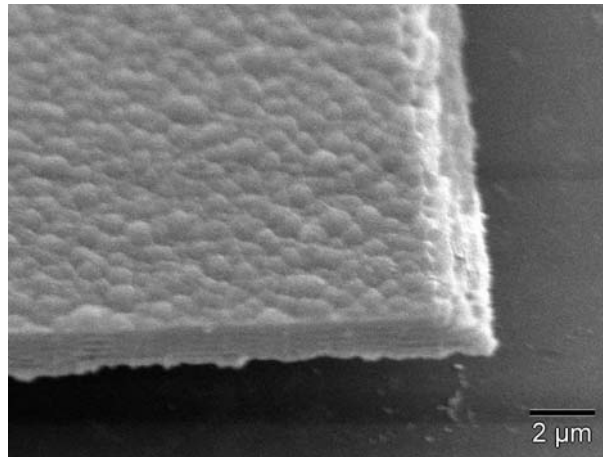


Abbildung 6.10: Aufnahme mit dem REM von einem freitragenden DBR, bei dem Nickel als Opferschicht verwendet wird.

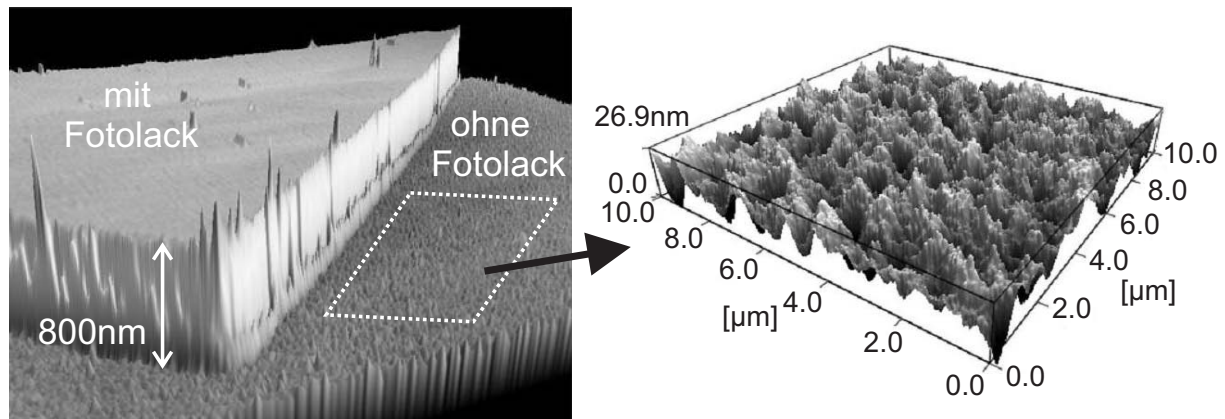
Der Vorteil ist, dass die säulenartigen Kristallite eine gute Haftung zwischen dem oberen dielektrischen Spiegelmateriale und dem unteren Material bewirken. Ein weiterer Vorteil ist, dass beim Ätzen von Nickel mit einer verdünnten Salpetersäure HNO_3 ein anisotropes Ätzprofil vorhanden ist. Durch das nasschemische Ätzen lassen sich vertikale bzw. steile Flanken in der Opferschicht erzeugen (siehe Abbildung 4.20(b) auf S. 78).

Dieses anisotrope Ätzprofil bringt jedoch einen Nachteil mit sich. Da das horizontale Ätzen beim gesputterten Nickel nur sehr langsam voranschreitet, kann das Entfernen von dünnen Nickelopferschicht sehr zeitaufwendig sein. Ein weiterer Nachteil ist die raue Oberfläche des Nickels, die sich auf den darauf abgeschiedenen DBR überträgt (siehe Abbildung 6.10). Eine raue Oberfläche verursacht eine diffuse Reflexion, was zu höheren optischen Verlusten führen kann.

Wenn Fotolack als Opferschicht verwendet wird, so müssen zwei Bedingungen bei der Plasmaabscheidung berücksichtigt werden. Der Fotolack muss bei der jeweiligen Abscheidetemperatur temperaturstabil sein und gegenüber der UV-Strahlenbelastung bestehen können, die während der Plasmaabscheidung vorhanden ist [16, 81].

Da die ICP-CVD bei geringer Temperatur eine gute Schichtqualität ermöglicht, ist die erste Bedingung für die Abscheidung auf Fotolack erfüllt.

Es muss nur die UV-Strahlenbelastung berücksichtigt werden. Durch die UV-Belichtung vom Plasma wird im Fotolack Stickstoff freigesetzt, das an die Oberfläche des Fotolacks diffundiert [12, 13]. Bei einer hohen UV-Strahlenbelastung, wie es bei einer Plasmaabscheidung der Fall ist, kommt es zu einer großen Freisetzung von Stickstoff, was zu Blasenbildung im Fotolack führt. Das Problem kann gelöst werden, indem der Fotolack für eine kurze Zeitdauer einer geringeren UV-Strahlenbelastung ausgesetzt wird. Die UV-



(a) Aufnahme mit konfokalem Mikroskop

(b) AFM-Aufnahme

Abbildung 6.11: Aufnahmen von der DBR-Oberfläche auf unterschiedlichen Opferschichten mit einem konfokalen Mikroskop (a) und mit einem Rasterkraftmikroskop AFM (b). Die Aufnahme vom AFM (b) ist eine höhere Auflösung der DBR-Oberfläche, wo die Opferschicht nur Nickel ist (siehe Quadrat in Aufnahme 6.11 (a)).

Strahlenbelastung entspricht einer Bestrahlungsstärke von $5 \dots 10 \text{ mW/cm}^2$, wie es bei der Lithographie für Fotolack verwendet wird. Anschließend kann der Fotolack erwärmt werden ($< 100^\circ\text{C}$), was die Diffusion des Stickstoffs durch den Fotolack beschleunigt. Die Prozedur des Belichtens und Erwärmens kann mehrmals wiederholt werden, wobei der Fotolack nach dieser Prozedur und nach der Plasmaabscheidung in der ICP-CVD mit einem Lösungsmittel wie Aceton entfernbar ist.

Der Fotolack hat den Vorteil, dass eine glatte Oberfläche vorliegt, so dass der darauf abgeschiedene dielektrische DBR ebenfalls eine glatte Oberfläche hat. Der Nachteil ist jedoch, dass der Fotolack sich nicht als Ätzstoppschicht für Trockenätzprozesse eignet.

Die Opferschicht sollte daher eine Kombination von beiden Materialien sein. Das Nickel eignet sich als Ätzstoppschicht und der Fotolack, der auf der rauen Nickeloberfläche aufgebracht wird, ermöglicht eine glatte Oberfläche für den darauf folgenden DBR. Beide Opferschichten lassen sich ohne Beschädigung des umgebenden Materials vom Filter mit einer Nickelätzlösung und einem Lösungsmittel entfernen. Die Flüssigkeit in dem entstandenen Hohlraum wird mit einer überkritischen Trocknung entfernt, die im Kapitel 6.6.2 beschrieben wird.

Abbildung 6.11 (a) und 6.11 (b) zeigen Aufnahmen von Oberflächen eines DBRs, der ca. $5 \mu\text{m}$ dick und auf Nickel und Fotolack abgeschieden ist. Die Aufnahmen sind mit einem konfokalen Mikroskop bei 50-facher Vergrößerung und mit einem Rasterkraftmikroskop⁶

⁶Die Aufnahme wurden an der TU Darmstadt am Institut für Materialwissenschaften im Fachgebiet Oberflächenforschung von Dr. Robert Schafranek durchgeführt.

AFM (engl.: atomic force microscope) aufgenommen. Man kann in Abbildung 6.11 (a) erkennen, dass die Oberfläche des DBRs, die direkt auf dem Nickel abgeschieden ist, eine raue Oberfläche hat. Die Rauigkeit der Oberfläche, die sich mit dem AFM ermitteln lässt (siehe Abbildung 6.11 (b)), hat ein RMS-Wert (engl.: root-mean-squared)⁷ von $rms = 4,8 \text{ nm}$ und ist damit mehr als der Faktor 100 kleiner als die Betriebswellenlänge des Filters mit $\lambda = 1550 \text{ nm}$. Bei der AFM-Untersuchung der Oberfläche mit dem zusätzlichen Fotolack beträgt der RMS-Wert $rms = 0,92 \text{ nm}$. Man kann erkennen, dass durch Anwendung von Fotolack eine glatte DBR-Oberfläche erzeugt werden kann.

Eine Untersuchung, inwiefern die raue Oberfläche die optische Transmission beeinflusst, ist in dieser Arbeit nicht durchgeführt worden. Man kann aber feststellen, dass bereits bei einer Oberflächenrauigkeit mit einem RMS-Wert von 146 nm keine Transmission von Strahlung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ möglich ist. Bei dieser untersuchten Probe handelte es sich um eine raue GaAs-Substratrückseite, die bei der Untersuchung der Transmission eines DBRs (siehe Kapitel 5) verwendet wurde. Darum muss für die Transmissionsmessung die Rückseite der Substrate poliert sein.

6.6.2 Überkritische Trocknung

Nach dem nasschemischen Unterätzen der Opferschicht muss die Probe mit der mikromechanischen Oberflächenstruktur getrocknet werden. Das Problem ist das Entfernen der Flüssigkeit aus dem entstandenen Hohlraum, deren Dimensionen im Mikrometerbereich ist. An der Grenzfläche zwischen dem flüssigen und festen Medium wirken physikalische Kräfte wie die Adhäsionskraft und Kohäsionskraft, die zu der Kapillarkraft und der Oberflächenspannung führen [14, 50].

Der überkritische Bereich, der auch als superkritischer Bereich (engl.: „supercritical region“) bezeichnet wird, ermöglicht die Koexistenz von flüssigem und festem Zustand eines Stoffes, so dass keine Grenzfläche zwischen dem flüssigen und festen Medium existiert [14]. Dazu muss der Stoff bzw. die Flüssigkeit einem bestimmten Druck- und Temperaturbereich ausgesetzt werden (siehe Abbildung 6.12(a)). Dadurch kann die Flüssigkeit so entfernt werden, dass die Oberflächenstruktur nicht beschädigt oder beeinträchtigt wird. Es sollte ein Stoff bzw. eine Flüssigkeit verwendet werden, mit dem man leicht den überkritischen Bereich erreichen kann. Der Kritische Punkt beim flüssigen CO_2 ist wegen des kleineren Drucks und der Temperatur besser geeignet als Wasser (siehe Tabelle 6.3).

Der Vorgang bei der überkritischen Trocknung ist in Abbildung 6.12(a) an den gestrichelten Pfeilen gekennzeichnet. Um nun die mikromechanische Struktur zu trocknen bzw.

⁷Die quadratische Rauigkeit RMS entspricht der Standardabweichung.

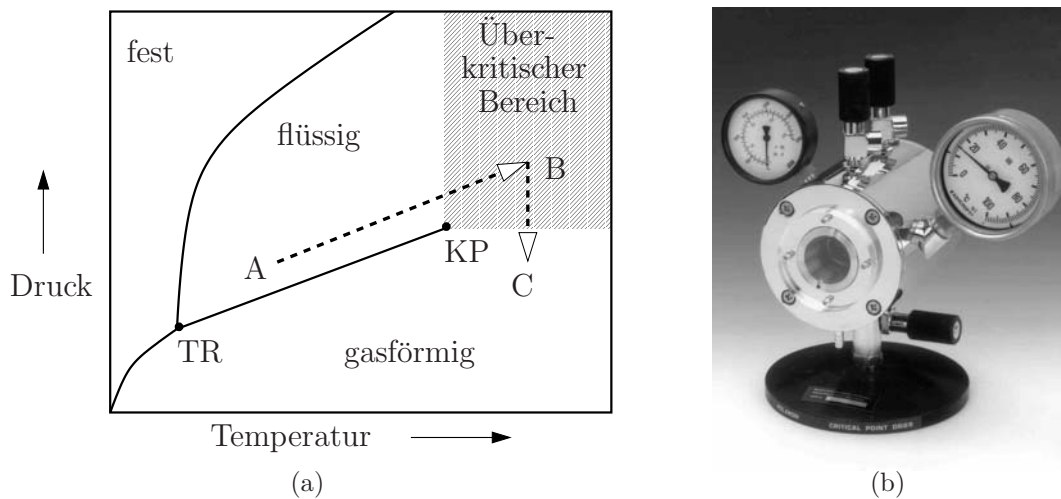


Abbildung 6.12: (a) Druck-Temperatur-Diagramm von Kohlendioxid. Die Angaben zum Druck und Temperatur des Kritischen Punktes KP sind in Tabelle 6.3 aufgeführt. TR ist der Tripelpunkt und KP der Kritische Punkt. (b) Aufbau des Kritischen-Punkt-Trockners.

um den überkritischen Bereich zu erreichen, wird hierfür der Kritische-Punkt-Trockner verwendet, deren Aufbau in Abbildung 6.12(b) zu sehen ist. Innerhalb der Kammer des Kritische-Punkt-Trockners wird das Isopropanol, in der sich die Probe befindet, durch flüssiges Kohlendioxid CO_2 ersetzt (siehe Punkt A in Abbildung 6.12(a)) und erwärmt, wobei der Druck und die Temperatur des CO_2 linear ansteigen und man in den überkritischen Bereich gelangt (Punkt B). Anschließend wird bei konstanter Temperatur der Druck in der Kammer auf Atmosphärendruck herabgesetzt, so dass man vom überkritischen Bereich direkt in den gasförmigen Zustand übergeht und die Probe aus der Kammer entnehmen kann (Punkt C). Ein ausführlicherer Ablauf der Trocknung ist im Anhang G beschrieben.

Tabelle 6.3: Temperatur und Druck vom Kritischen Punkt KP von Wasser und CO_2 [14].

	Temperatur	Druck
Wasser	374 °C	221 bar
CO_2	31 °C	73 bar

6.6.3 Herstellung

Im Folgenden wird die Herstellung eines oberflächenmikromechanischen optischen Filters beschrieben (siehe Abbildung 6.13), dessen dielektrische Einzel- und Mehrfachschichten mit der ICP-CVD bei einer Temperatur von $< 100^\circ\text{C}$ abgeschieden werden.

1 - Ausgangssituation

Die Ausgangssituation für die Herstellung von oberflächenmikromechanischen optischen Filtern ist in Abbildung 6.13 (a) dargestellt. Der DBR ist auf GaAs mit einer geringen mechanischen Verspannung abgeschieden. Es hat eine gerade Anzahl von Schichten z.B. 22 Schichten bzw. 11,0 Perioden, so dass es an dem umgebenden Medium phasenrichtig angepasst ist. Die Prozesseinstellungen zum unteren DBR (DBR200808) befinden sich im Anhang F. Die polierte Rückseite des GaAs-Substrates wird mit einer AR-Schicht aus SiO_xN_y beschichtet.

Da SiN_x auf GaAs eine bessere Haftung als SiO_x besitzt, ist die erste Schicht bzw. die erste Abscheidung des flachen DBRs SiN_x (siehe dazu Kapitel 5.5). Die optische Dicke der SiN_x -Haftschicht beträgt $\lambda/2$, so dass eine Phasenanpassung zum DBR vorliegt.

2 - Opferschicht, oberer DBR und leitende Schichten

Auf den DBR wird Nickel mit einer Dicke von 200 nm und einer geringen mechanischen Verspannung $\sigma \approx 0$ MPa gesputtert. Die Nickelschicht ist zum einen eine Opferschicht und zum anderen eine Ätzstoppschicht für das noch folgende Trockenätzen.

Auf die Nickelschicht wird Fotolack mit einer Dicke von ca. 400 bis 500 nm aufgebracht und lithographiert. Anschließend wird die gesamte Probe mehrmals für 5 min bei 80°C erwärmt und für 5 min belichtet, wodurch der Fotolack gegen die UV-Bestrahlung vom Plasma stabilisiert wird. Die Temperatur beim Erwärmen kann der Temperatur entsprechen, die bei der anschließenden Abscheidung für den mikromechanischen DBR verwendet wird. Falls bei kleinerer Temperatur der Fotolack erwärmt wird oder ein dickerer Fotolack verwendet wird, muss die Prozedur des Erwärmens und Belichtens öfters wiederholt werden.

Der obere DBR wird dann abgeschieden. Die Prozessparameter der SiN_x -Einzelschichten des DBRs werden so eingestellt, dass die ersten SiN_x -Schichten des DBRs eine geringere mechanische Verspannung haben als die obersten SiN_x -Schichten, so dass sich der Spiegel nach oben wölbt. Die SiO_x -Schichten bleiben unverändert. Die Prozesseinstellungen für solch einen DBR (DBR130109) sind im Anhang F.

Anschließend werden Chrom und Gold aufgedampft und lithographiert (siehe Abbildung 6.13 (b)).

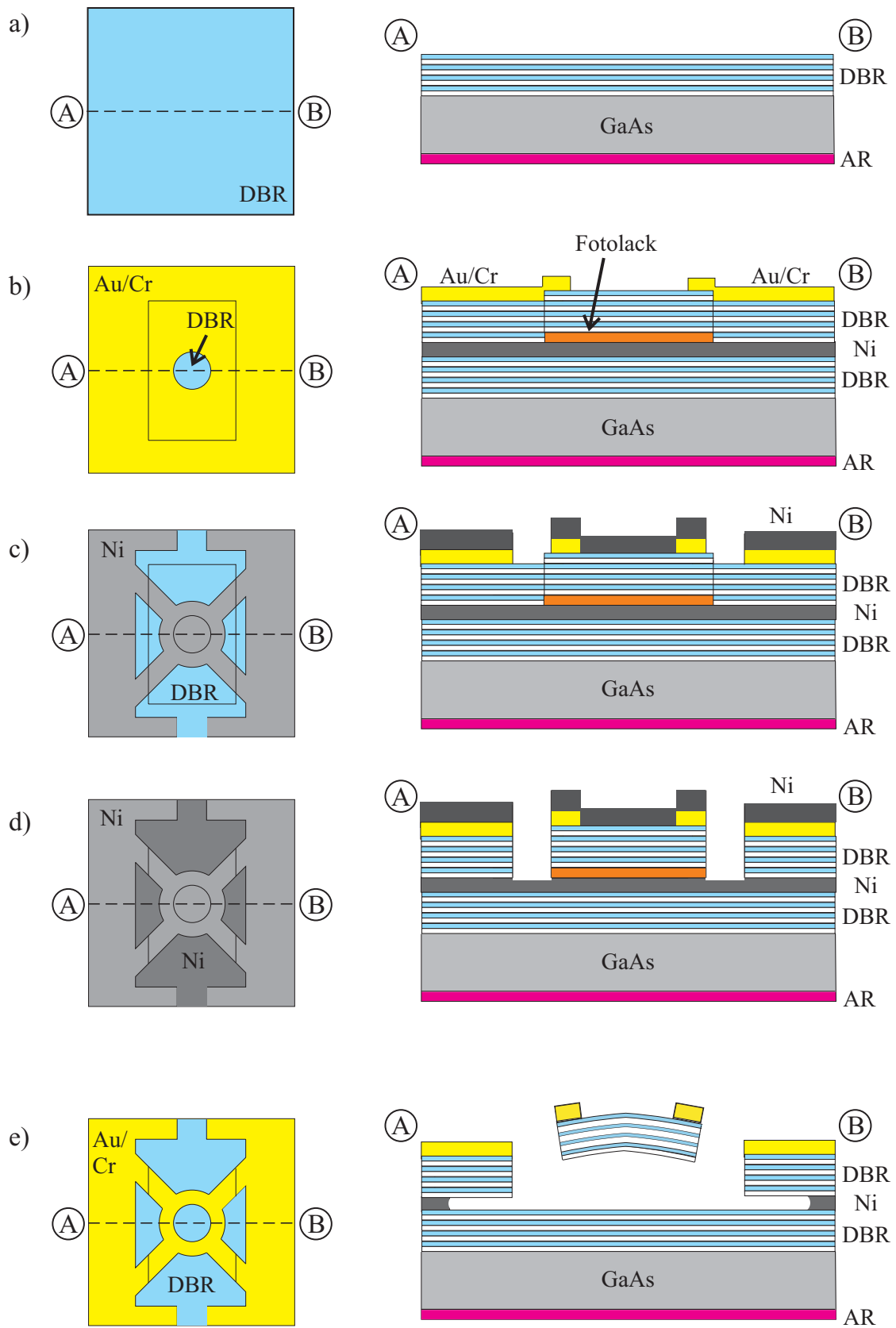


Abbildung 6.13: Herstellungsablauf von oberflächenmikromechanischen optischen Filtern. Die gestrichelte Linie zwischen den Punkte A und B ist der Querschnitt durch die Probe.

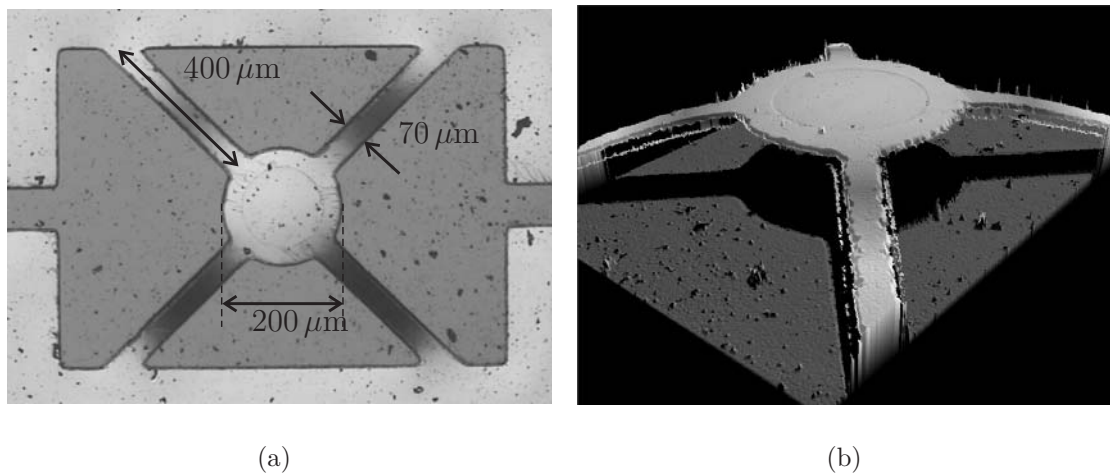


Abbildung 6.14: Aufnahmen eines oberflächenmikromechanischen Filters mit dem Mikroskop (a) und mit dem konfokalen Mikroskop (b).

3 - Trockenätzen des oberen DBRs

Es wird eine 400 nm dicke Nickelschicht mit der gleichen Einstellung wie beim ersten Sputtern aufgesputtert. Das Nickel wird hier als Ätzmaske für das Trockenätzen des oberen DBRs verwendet. Nach der Lithographie werden Nickel⁸, Gold⁹ und Chrom¹⁰ entfernt. Wie man in der Draufsicht in Abbildung 6.13 (c) erkennen kann, wird dadurch die Struktur des oberen DBRs vorgegeben. Anschließend erfolgt das Trockenätzen des oberen DBRs mit SF_6 in einer RIE-Anlage¹¹.

4 - Unterätzen und Trocknung

Abbildung 6.13 (d) zeigt die Situation nach dem Trockenätzen. Durch die Öffnungen des oberen DBRs gelangt die Nickelätzlösung ($\text{HNO}_3(40\%) : \text{H}_2\text{O} = 1 : 10$ bei 60°C) an die Opferschicht. Durch den DBR lässt sich gut beobachten, wie weit das Unterätzen des Nickels fortgeschritten ist, da der DBR für das Licht transparent ist. Während des Unterätzens wird die restliche obere Nickelätzmaske entfernt. Das Unterätzen wird durch das Eintauchen der Probe ins Wasser unterbrochen. Dann wird das Wasser durch Isopropanol ersetzt und eine überkritische Trocknung durchgeführt (siehe Abbildung 6.13 (e)).

Abbildung 6.14 sowie Abbildung 6.2 zeigen Mikroskopaufnahmen von oberflächenmikromechanischen optischen Filtern.

⁸Nickelätzlösung : $\text{HNO}_3(40\%) : \text{H}_2\text{O} = 1 : 10$ bei 60°C

⁹Goldätzlösung : 20 mg Kaliumiodid KI + 5 mg Iod I_2 + 200 ml H_2O

¹⁰Chromätzlösung : 41,2 mg Cerammoniumnitrat $(\text{NH}_4)_2(\text{Ce}(\text{NO}_3)_6)$ + 22,5 ml HNO_3 + 250 ml H_2O

¹¹ $\text{SF}_6 = 35 \text{ sccm}$; $P_{\text{RF}} = 100 \text{ W}$; Druck = 125 mTorr; $U_{\text{Bias}} = 100 \text{ V}$; Zeit $\approx 70 \dots 120 \text{ min}$

6.6.4 Filteruntersuchung

Die folgenden Messergebnisse konzentrieren sich auf das Filterdesign, das in Abbildung 6.14 dargestellt ist. Die Stege, die den DBR mit einem Durchmesser von $200\,\mu\text{m}$ in die Höhe halten, haben eine Länge von $400\,\mu\text{m}$ und eine Breite von $70\,\mu\text{m}$. Sowohl der planare als auch der mikromechanische DBR vom abstimmbaren optischen Filter sollten die gleiche Bragg-Wellenlängen λ_{Bragg} aufweisen, wie es für den planaren DBR (DBR200808) und den mikromechanischen DBR (DBR130109) der Fall ist. Dadurch wird eine hohe Gesamtreflexion $R_1 \cdot R_2$ ermöglicht und geringe optische Verluste bei der Transmission erreicht.

Die Messungen mit dem konfokalen Mikroskop in Abbildung 6.14(b) ergibt, dass der Abstand zwischen der Oberfläche des unteren DBRs und der Oberfläche des oberen mikromechanischen DBRs $24,7\,\mu\text{m}$ beträgt. Berücksichtigt man die Dicke des DBRs, so beträgt der Luftspalt ungefähr $L_{\text{air}} \approx 19\,\mu\text{m}$. Abbildung 6.15 zeigt die Auslenkung des DBRs in Abhängigkeit von der angelegten elektrischen Heizleistung P_{heat} . Der ohmsche Widerstand der Leiterbahnen vom mikromechanischen DBR beträgt $320\,\Omega$. Wie es in Abbildung 6.15 zu sehen ist, ist eine Heizleistung von $P_{\text{heat}} = 41\,\text{mW}$ erforderlich, um den Spiegel um $\Delta L_{\text{air}} = 1,9\,\mu\text{m}$ auszulenkten. Die mechanische Steuerbarkeit bzw. Abstimmempfindlichkeit beträgt $\Delta L_{\text{geo}} / \Delta P_{\text{heat}} = 45\,\text{nm/mW}$.

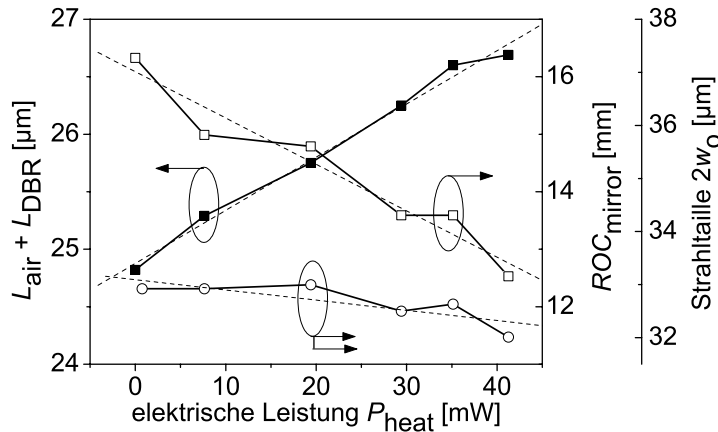


Abbildung 6.15: Mechanische Auslenkung des mikromechanischen DBRs bis zur maximalen Heizleistung.

Die in Abbildung 6.15 dargestellte Messung zeigt eine lineare Abhängigkeit des Luftspaltes L_{air} bzw. $L_{\text{air}} + L_{\text{DBR}}$ bis zur maximalen elektrischen Heizleistung P_{heat} . Durch Erhöhung der Heizleistung P_{heat} vergrößert sich der Luftspalt L_{air} und der Krümmungsradius ROC wird kleiner bzw. der DBR wird krummer. Wie bei den volumen-

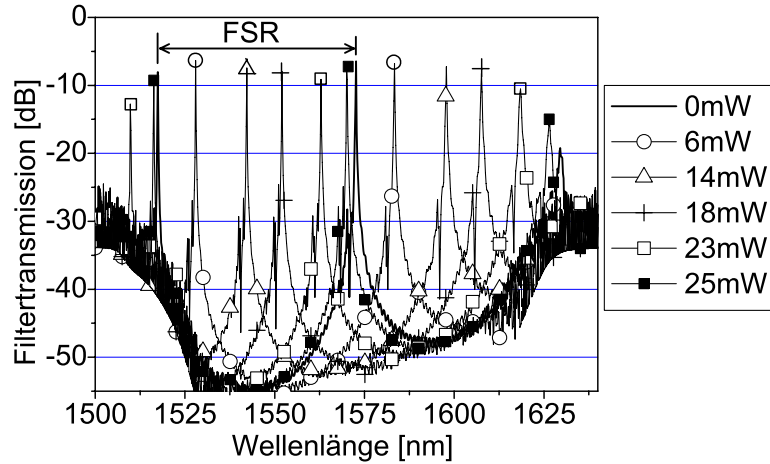


Abbildung 6.16: Transmissionsspektrum des oberflächenmikromechanischen Filters.

mikromechanischen DBRs im Kapitel 6.5 bereits zu beobachten ist, sind die Auslenkungen erst linear und deckungsgleich, wenn der mikromechanische DBR bereits maximal ausgelenkt wurde. Durch Kenntnis des Luftspaltes und des Krümmungsradiuses kann mit Gl. 6.8 die erforderliche Strahltaile $2w_0$ in Abhängigkeit von der Heizleistung ermittelt werden. Der Verlauf der Strahltaile ist in Abbildung 6.15 zu sehen. Die Strahltaile beträgt ca. $2w_0 \approx 33 \mu\text{m}$ und hat einen leicht monoton abfallenden Verlauf.

Das Spektrum der Transmission bei verschiedenen Abstimmleistungen ist in Abbildung 6.16 dargestellt. Durch eine Erhöhung der Abstimmleistung werden die Resonanzwellenlängen λ_{res} des Filters zu höheren Wellenlängen verschoben. Wie es in Abbildung 6.17(a) zu sehen ist, sind die Resonanzwellenlänge λ_{res} linear von der Heizleistung P_{heat} abhängig. Der freie Spektralbereich FSR beträgt 55 nm. Um einen Resonanzwellenlänge entlang des freien Spektralbereiches von $\text{FSR} = 55 \text{ nm}$ zu verschieben, ist eine elektrische Heizleistung von $P_{\text{heat}} = 25 \text{ mW}$ erforderlich, was unterhalb der maximalen Heizleistung von 40 mW ist. Die spektrale Abstimmempfindlichkeit des Filters beträgt $\Delta\lambda_{\text{tune}}/\Delta P_{\text{heat}} = 2,2 \text{ nm/mW}$.

Wie schnell die Resonanzwellenlänge des Filters entlang des freien Spektralbereiches abgestimmt werden kann, zeigt Abbildung 6.17(b). Die Resonanzwellenlänge wird hierzu in die Mitte des freien Spektralbereiches verschoben, woraufhin mit einem Funktionsgenerator eine sinusförmigen Wechselspannung angelegt wird. Die Amplitude der Wechselspannung wird so angelegt, dass die Auslenkung der Resonanzwellenlänge kleiner als der freie Spektralbereich ist. Bei der Auswertung wird der Abstimbereich $\Delta\lambda_{\text{tune}}$ zum maximal erreichbaren Abstimbereich $\Delta\lambda_{\text{tune,max}}$ normiert. Abbildung 6.17(b) zeigt den Frequenzgang der Modulation. Bei 10 Hz beginnt der abfallende Verlauf mit -6 dB/Dekade, was

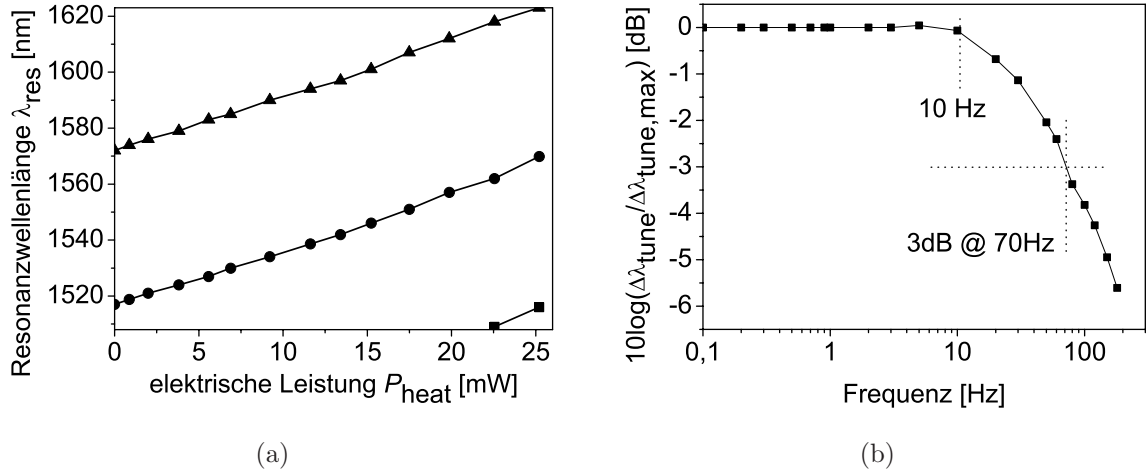


Abbildung 6.17: (a) Transmissionswellenlänge in Abhängigkeit von der elektrothermischen Abstimmleistung P_{heat} (b) Frequenzgang der elektrothermischen Abstimmung.

näherungsweise durch einen Tiefpass 1. Ordnung beschrieben werden kann [8, 10]. Bei 70 Hz ist der Abstimmbereich auf die Hälfte des Maximalwertes gefallen (3 dB). Ähnliche Modulationsbandbreiten bei elektrothermischer Anregung bis ca. 100 Hz zeigen sich auch bei dielektrisch mikromechanischen DBRs, die von einer PECVD bei 300 °C abgeschieden sind [8], und bei DBRs, die aus Halbleitermaterialien bestehen [10, 82]. Die Modulationsbandbreite ist dabei unabhängig von der Amplitude [82].

Abbildung 6.18(a) zeigt eine höhere spektrale Auflösung eines der Resonanzwellenlängen vom Transmissionsspektrum vom Filter. Man erkennt deutlich, dass die Seitenmodenunterdrückung SMSR (engl.: sidemode suppression ratio) des Filters 20 dB und die Einfügedämpfung -8 dB beträgt, was auch in Abbildung 6.16 zu erkennen ist. Diese Verluste lassen sich auf eine Fehlanpassung des optischen Feldes zur Resonatorgeometrie erklären, die sich durch Moden höherer Ordnung im Spektrum bemerkbar machen. In Abbildung 6.18(a) sind neben der Resonanzwellenlängen, die die Grundmoden des Resonators sind, die Moden höherer Ordnung bei kleineren Wellenlängen zu erkennen. Eine ausführliche Beschreibung und Darstellung zu den höheren Resonatormoden ist in [7, 8, 10] enthalten. Der spektrale Abstand zwischen den Moden höherer Ordnung wird mit Gl. 6.12 approximiert, wobei $\Delta\lambda_l$ der spektrale Abstand zum höheren azimuthalen Mode und $\Delta\lambda_p$ zum höheren radialen Mode ist.

$$\Delta\lambda_l = \frac{\Delta\lambda_p}{2} \approx \frac{\lambda_{\text{res}}^2}{2\pi \cdot L_{\text{opt}}} \arccos \sqrt{1 - \frac{L_{\text{opt}}}{ROC_{\text{mirror}}}} \quad (6.12)$$

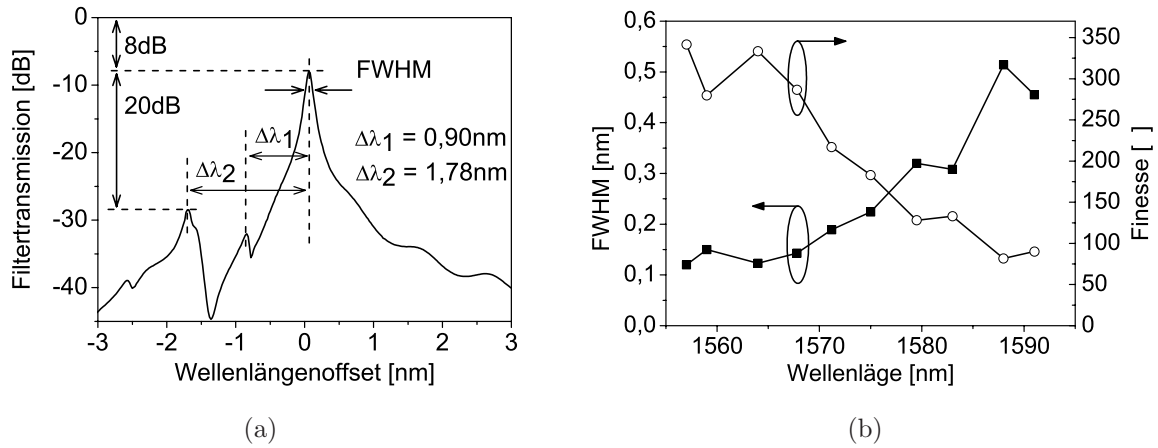


Abbildung 6.18: (a) spektrale Auflösung eines der Resonanzwellenlänge vom Filter, bei der sich neben dem Hauptmode auch Nebenmoden bemerkbar machen. Die Auflösungsbandbreite bei der Messung beträgt 0,01 nm. (b) FWHM und Finesse des optischen Filters über die Wellenlänge.

Der spektrale Abstand zwischen den einzelnen Moden des oberflächenmikromechanischen Filters beträgt theoretisch $\Delta\lambda_l = \Delta\lambda_p/2 \approx 0,71$ nm. Die Auswertung eines Transmissionspeak bei der Wellenlänge $\lambda = 1572$ nm zeigen nur geringe Abweichungen vom theoretischen Wert, wie es in Abbildung 6.18(a) zu sehen ist. Die Auswertung der spektralen Abstände zwischen den Moden in Abbildung 6.18(a) ergibt einen Abstand von $\Delta\lambda_1 = 0,90$ nm, was der azimuthale Mode des Filters $\Delta\lambda_l$ ist, und $\Delta\lambda_2 = 1,78$ nm, was der radiale Mode $\Delta\lambda_p$ ist.

Eine genauere Auflösung der Resonanzwellenlänge, wie es in Abbildung 6.18(a) dargestellt ist, erlaubt die messtechnische Ermittlung der Halbwertsbreite FWHM. Abbildung 6.18(b) zeigt die Halbwertsbreite und die Finesse des oberflächenmikromechanischen Filters, wenn das Filter abgestimmt wird. Mit Erhöhung der elektrothermischen Heizleistung und damit dem Verschieben der Resonanzwellenlänge verschlechtert sich die FWHM von 0,13 nm zu 0,5 nm. Dadurch verschlechtert sich auch die Finesse von 350 auf ca. 100. Die Verschlechterung der Finesse und damit die Erhöhung der Verluste kann durch eine Fehlanpassung des optischen Feldes an die Resonatorgeometrie erklärt werden, die beim Abstimmen des optischen Filters entsteht. Hauptursache könnte ein Verkippen des Spiegels sein. In [6] ist untersucht worden, dass bereits eine Verkipfung in Milligradbereich (10^{-3} Grad) hohe Verluste verursachen kann.

6.7 Zusammenfassung

Im Kapitel 6 werden abstimmbare optische Fabry-Pérot-Interferometer behandelt, deren mikromechanische DBRs mit dielektrischen Schichten von der ICP-CVD hergestellt werden. Neben den Grundlagen zu den optischen Filtern wird der Messplatz für die Transmissionsmessung beschrieben. Desweiteren wird auf die elektrothermische Abstimmung der Filter als auch die Bedingung für einen stabilen Resonator eingegangen. Die optischen Filter werden sowohl als volumenmikromechanische als auch als oberflächenmikromechanische MOEMS-Komponenten realisiert.

Die volumenmikromechanischen optischen Filter sind bereits in den Vorgängerarbeiten an dielektrischen DBRs realisiert, die von einer PECVD bei 300 °C abgeschieden sind. Die darin enthaltenen Erfahrungen dienen zur Erprobung für die Realisierung von volumenmikromechanischen optischen Filtern, die mit der ICP-CVD hergestellt werden. Die bei der Untersuchung des Filters ermittelten Werte sind vergleichbar mit den Vorgängerarbeiten. Es kann aber festgestellt werden, dass bei den Filtern von der ICP-CVD die erste Abstimmung nicht deckungsgleich mit den folgenden Abstimmungen ist, außer wenn das Filter bereits maximal abgestimmt ist. Dies kann auch bei den oberflächenmikromechanischen Filtern beobachtet werden. Durch ein Kurzzeittemperverfahren RTA an den dielektrischen Schichten im Kapitel 4 kann festgestellt werden, dass die Ursache eine irreversibel Veränderung der mechanische Verspannung ist. Dies hat Auswirkung auf den Betrieb der MOEMS-Komponenten, da die Abstimmung elektrothermisch erfolgt. Die Konsequenz ist, dass die MOEMS-Komponenten mindestens einmal maximal elektrothermisch abgestimmt werden müssen, um eine reproduzierbare Abstimmung zu erhalten.

Bei den oberflächenmikromechanischen Filtern ist für die Opferschicht eine Kombination aus Nickel und Fotolack angewendet. Das Nickel dient als Ätzstoppschicht und wegen der Rauigkeit der Nickeloberfläche wird Fotolack verwendet, was eine glattere Spiegeloberfläche ermöglicht. Desweiteren werden die erste Untersuchung der Filter von der ICP-CVD durchgeführt und mit der Theorie verglichen.

Kapitel 7

Abstimmbare vertikal emittierende Laser

Die Herstellung und Untersuchung eines weit abstimmbaren volumenmikromechanischen VCSELs (engl.: vertical cavity surface emitting laser) bei einer Wellenlänge von $1,55\,\mu\text{m}$ ist Thema dieses Kapitels. VCSEL sind Laser, deren Resonatoren vertikal zur Oberfläche angeordnet sind und somit die Strahlung senkrecht zur Oberfläche abstrahlen. Durch diesen Aufbau besteht die Möglichkeit, den an der Oberfläche befindlichen Spiegel durch einen mikromechanisch beweglichen Spiegel zu ersetzen. Mit den mechanischen Bewegungen dieses Spiegels wird die Resonanzbedingung des Laserresonators verändert, wodurch die Betriebswellenlänge des Lasers abgestimmt wird.

Der Schwerpunkt dieses Kapitels ist die Herstellung und Entwicklung von volumenmikromechanischen DBRs, dessen dielektrische Schichten von der ICP-CVD abgeschieden werden, und die für die Realisierung von abstimmbaren VCSELs verwendet werden. Durch die Anwendung eines breitbandigen und hochreflektierenden DBRs ist die Voraussetzung für die Realisierung eines weit abstimmbaren VCSELs gegeben. Durch eine Auflistung zum aktuellen Stand der Veröffentlichungen von volumenmikromechanischen VCSEL bei $1,55\,\mu\text{m}$ kann in dieser Arbeit gezeigt werden, dass ein Abstimmbereich von $\Delta\lambda_{\text{tune}} > 70\,\text{nm}$ erreicht wird.

7.1 Lasergrundlagen

Der Laser (Akronym für „light amplification by stimulated emission of radiation“) ist eine optische Anordnung zur Erzeugung von monochromatisch kohärentem Licht. Bei der optischen Anordnung handelt es sich um einen Fabry-Pérot-Resonator (siehe Abbildung 7.1).

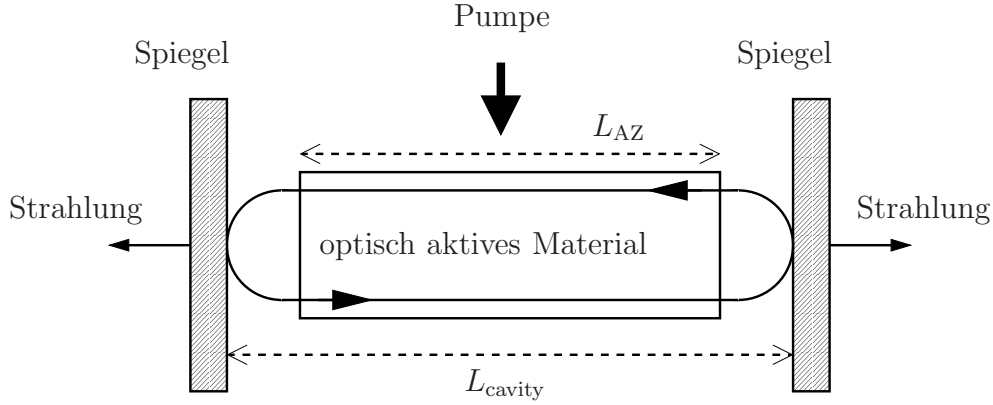


Abbildung 7.1: Schematischer Aufbau eines Lasers mit Fabry-Pérot-Resonator.

Das Akronym „Laser“ weist darauf hin, dass die optische Verstärkung durch Anwendung der stimulierten Emission erreicht wird. Innerhalb des Resonators befindet sich eine optisch aktive Zone AZ zur Verstärkung der optischen Strahlung und kompensiert die Resonatorverluste vom Laser α_{Laser} . Gl. 7.1 ist die Bedingung für die Laseroszillation, bei der die Verstärkung g die Verluste kompensiert. Γ ist der Füllfaktor, und beschreibt die Überlappung der Feldintensität mit der aktiven Zone, da nur in diesem Bereich des Lasers eine Verstärkung stattfindet. Die Verluste setzen sich zusammen aus der Streuung an Grenzflächenrauigkeiten und den Defekten im Halbleiterkristall α_{Streu} , der Absorption α_{Abs} und der Beugung α_{Beug} der optischen Strahlung sowie der Transmission der Strahlung durch die beiden Spiegel R_1 und R_2 . L_{cavity} ist die Länge des Resonators, das auch die Eindringtiefe in die Spiegel berücksichtigt, und L_{AZ} ist die Länge der aktiven Zone [5, 75, 67, 8].

$$\Gamma \cdot g_{\text{AZ}} \cdot L_{\text{AZ}} = \alpha_{\text{i}} \cdot L_{\text{cavity}} + \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \quad (7.1)$$

$$\text{mit} \quad \alpha_{\text{i}} = \alpha_{\text{Streu}} + \alpha_{\text{Abs}} + \alpha_{\text{Beug}} \quad (7.2)$$

Die Energiezufuhr in das aktive Medium („Pumpen“) kann durch optische Strahlung, deren Wellenlänge kleiner als die Betriebswellenlänge des Lasers ist, oder durch elektrische Energiezufuhr erfolgen. Beide Arten des Pumpens sollen eine Umkehrung der Besetzung von Ladungsträgern im Energiebändermodell bewirken. In Halbleitermaterialien ist die Besetzungsumkehr durch eine höhere Ladungsträgeranzahl im Leitungsband als im Valenzband gekennzeichnet. Die Halbleiterlaser haben den Aufbau einer Diode, deren kristalline Schichtenanordnung durch Heteroübergänge gekennzeichnet ist (siehe Abbildung 7.2(a)). Unter einem Heteroübergang versteht man die Grenzfläche zwischen zwei Halbleitermaterialien, die zwar unterschiedliche Bandabstände besitzen, aber die gleiche

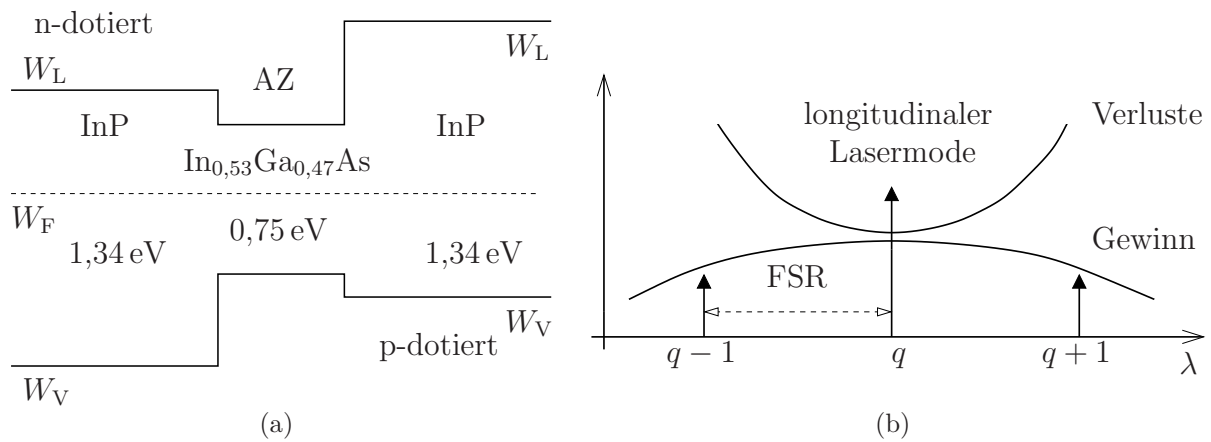


Abbildung 7.2: (a) Schematischer Bandverlauf eines Potentialtopfes für die aktive Zone AZ des Lasers auf InP-Basis. (b) Prinzipieller Verlauf des Gewinns und der Verluste eines Lasers. Für den Laserbetrieb muss der longitudinale Mode im Bereich sein, wo der Gewinn die Verluste kompensiert.

Gitterkonstante haben, so dass die Materialien aufeinander aufgewachsen werden können. Durch Einbettung eines Halbleitermaterials mit kleinerem Bandabstand zwischen zwei Halbleitermaterialien mit größerem Bandabstand, entstehen Quantentöpfe, die die laterale Ladungsträgerbeweglichkeit einschränken. Durch eine Energiezufuhr und der damit verbundenen Ladungsträgerinjektion kann im Quantentopf eine hohe Ladungsträgeranzahl und damit eine Besetzungsumkehr erreicht werden. Wenn das aktive Medium aus mehreren solcher Quantentöpfe besteht, wird es als Multi-Quantentopf MQW (engl.: multi quantum well) bezeichnet [75, 80, 60].

Die Strahlungsemission vom Laser wird zum einen von der aktiven Zone bzw. vom Multi-Quantentopf und zum anderen vom optischen Resonator vorgegeben. Es können nur die Wellenlängen verstärkt werden, bei der die longitudinalen Moden des Resonators innerhalb der Verstärkungsbandbreite des aktiven Mediums liegen, wie es in Abbildung 7.2(b) skizziert ist.

Beim kantenemittierenden Laser, bei dem die optische Strahlung horizontal zur Waferoberfläche abgestrahlt wird, sind keine hochreflektierenden Spiegeln erforderlich (siehe Abbildung 7.3(a)). Der Grund ist die längere aktive Zone L_{AZ} , was zu einer höheren Verstärkung der optischen Strahlung führt. Bei einem auf GaAs- oder InP-basierenden Halbleiterlaser reichen die Reflexionen der Halbleiter-Luft-Übergänge von $R \approx 30 \%$ aus, so dass die Kristallendflächen der aktiven Zone als Spiegel verwendet werden können [36].

Beim oberflächenemittierenden Laser, bei dem die optische Strahlung mit Hilfe eines Vertikalresonators horizontal zur Waferoberfläche abgestrahlt wird (engl.: vertical cavity sur-

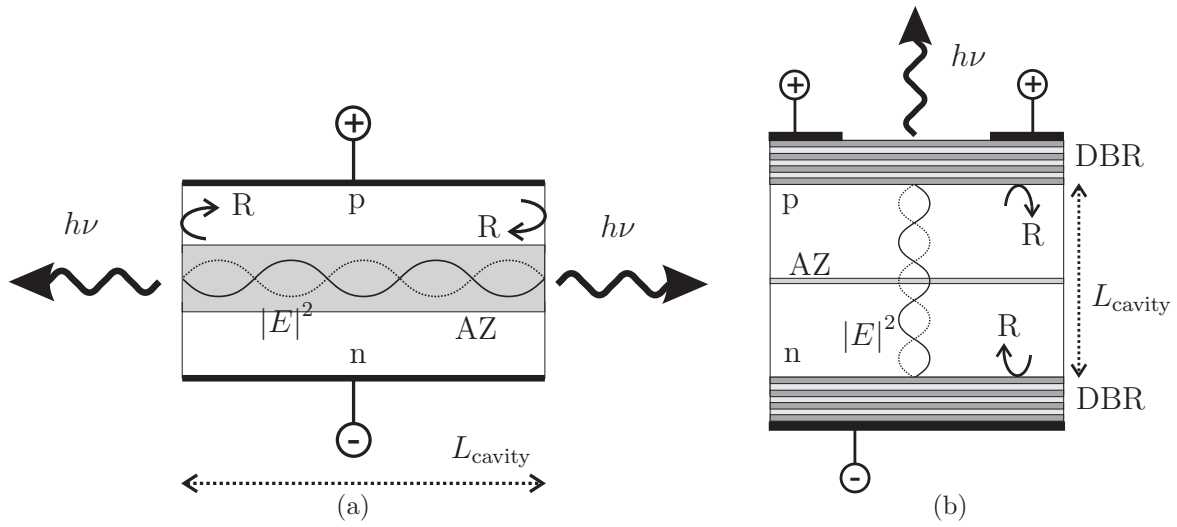


Abbildung 7.3: Aufbau eines kantenemittierenden (a) und eines oberflächenemittierenden Halbleiterlasers (b). Wegen der längeren aktiven Zone und wegen der größeren Überlappung der stehenden Welle mit der aktiven Zone AZ kann beim kantenemittierenden Laser die Reflektivität der Spiegel geringer sein.

face emitting laser - VCSEL), ist die Länge des aktiven Mediums L_{AZ} wesentlich kürzer gegenüber der Wellenlänge (siehe Abbildung 7.3(b)). Dadurch ist die Überlappung des elektrischen Feldes mit der aktiven Zone geringer als beim kantenemittierenden Laser. Wegen der geringen optischen Verstärkung müssen daher hochreflektierende Spiegel verwendet werden, die Reflexionen von $R > 98\%$ aufweisen, was mit DBRs erreicht werden kann [5]. Durch die kurze Resonatorlänge sind die spektralen Abstände zwischen den longitudinalen Moden größer, so dass dadurch die Möglichkeit gegeben ist, dass nur ein longitudinaler Mode innerhalb der Verstärkungsbandbreite des Lasers liegt. Bei längeren Resonatoren wie beim kantenemittierenden Laser muss eine Selektion der longitudinalen Moden durchgeführt werden [5].

Um einen Laser bezüglich der emittierenden Wellenlänge λ_{Laser} zu verändern, kann man bei unveränderter Anzahl von longitudinalen Moden q zum einen die Resonatorlänge L_{cavity} oder den Brechungsindex n des Lasers verändern, wie es in Gl. 7.3 angegeben ist [83].

$$n \cdot L_{\text{cavity}} = q \cdot \frac{\lambda_{\text{Laser}}}{2} \quad (7.3)$$

Weite und kontinuierliche Abstimmbereiche sind mit mikromechanisch vertikal von der Oberfläche emittierenden Laser realisierbar, da hier die Möglichkeit besteht, die Resonatorlänge L_{cavity} durch die Auslenkung eines Spiegels und damit die Betriebswellenlänge des Lasers λ_{Laser} zu verändern. Beim kantenemittierenden Laser, der keine mechanische

Auslenkung des Resonators ermöglicht, besteht die Möglichkeit, durch Änderung der Temperatur den Brechungsindex n und damit die Wellenlänge des Lasers λ_{Laser} zu beeinflussen. Diese Möglichkeit der Abstimmung des Laser beträgt $0,1 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ [67, 84], wodurch nur Abstimmungsbereiche von $\Delta\lambda_{\text{tune}} < 5 \text{ nm}$ erreicht werden [85]. Eine Erhöhung der Temperatur des Lasers hat aber ein Absenken der Ausgangsleistung P_{out} und ein Anstieg des Schwellstromes I_{th} zur Folge.

7.2 Abstimbare VCSEL bei 1,55 μm

Weit abstimbare Laser bzw. VCSEL, die einen kontinuierlichen und einmodigen Abstimmungsbereich besitzen, können in zahlreichen Anwendungsgebieten zum Einsatz kommen. Ein vielversprechendes Anwendungsgebiet ist der Einsatz in optischen WDM-Kommunikationsnetzen, bei der ein abstimbare Laser die Betriebswellenlänge eines ausgefallenen Lasers ersetzt [85]. Weitere Anwendungsgebiete sind in der Gasspektroskopie [86] oder in Faser-Bragg-Messsystemen [87, 10] durchführbar. Durch die kleinere geometrische Dimension der weit abstimbaren Laser können kleinere und gewichtssparende Messsysteme entwickelt und hergestellt werden, was den Einsatz in der Luft- und Raumfahrt lukrativ macht.

Tabelle 7.1: Aktueller Stand der abstimbaren VCSEL bei $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$.

Literatur	Jahr	$\Delta\lambda_{\text{tune}}$	max. P_{opt}	MOEMS	Aktuierung
[88]	2003	65 nm	14 mW optisch gepumpt	Oberflächen	elektrostatisch
[89]	2004	22 nm	1,35 mW	Oberflächen	elektrostatisch
[90]	2004	26 nm	0,4 mW optisch gepumpt	Volumen	elektrothermisch
[82]	2004	40 nm	0,1 mW	Volumen	elektrothermisch
[64]	2006	28 nm	1,6 mW	Volumen	elektrothermisch
[91]	2006	60 nm	0,55 mW	Volumen	elektrothermisch
[92]	2009	55 nm	3,5 mW	Volumen	elektrostatisch
[65]	2009	76 nm	1,3 mW	Volumen	elektrothermisch

Die ersten abstimbaren VCSEL wurden bereits 1998 bei einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{Laser}} = 975 \text{ nm}$ mit einem Abstimmungsbereich von $\Delta\lambda_{\text{tune}} = 18 \text{ nm}$ realisiert [93]. 2003 folgte der erste abstimbare VCSEL bei $1,55 \mu\text{m}$ mit $\Delta\lambda_{\text{tune}} = 65 \text{ nm}$ und einer Ausgangsleistung

von $P_{\text{opt}} = 0,55 \text{ mW}$, der optisch gepumpt wurde [88]. Ein Jahr darauf konnte ein elektrisch gepumpter abstimmbarer VCSEL mit $\Delta\lambda_{\text{tune}} = 26 \text{ nm}$ realisiert werden [89]. In den folgenden Jahren sind weitere Entwicklungen von abstimbaren VCSEL bei $1,55 \mu\text{m}$ bezüglich der Ausgangsleistung P_{opt} und des Abstimbereiches $\Delta\lambda_{\text{tune}}$ zu beobachten. Dabei werden sowohl volumen- als auch oberflächenmikromechanische VCSEL realisiert. 2009 sind die besten Werte bezüglich der Ausgangsleistung mit $P_{\text{opt}} = 3,5 \text{ mW}$ (mit $\Delta\lambda_{\text{tune}} = 55 \text{ nm}$) [92] und bezüglich des Abstimbereiches mit $\Delta\lambda_{\text{tune}} = 76 \text{ nm}$ (mit $P_{\text{opt}} = 1,3 \text{ mW}$) [65] präsentiert worden. Weitere Entwicklungen zur Optimierung von abstimbaren VCSEL und auch deren kommerziellen Anwendung sind in Zukunft zu erwarten.

7.3 Herstellung und Aufbau der Mikromechanik

Der abstimbare VCSEL ist ein hybrider Aufbau, der sich aus zwei Teilkomponenten (Chip) zusammensetzt. Die eine Komponente ist der mikromechanische DBR, dessen Entwicklung und Herstellung in diesem Kapitel 7.3 behandelt wird. Die andere Teilkomponente ist der „Halb-VCSEL“ und besteht aus der aktiven Zone und einem mechanisch unbeweglichen DBR. Abbildung 7.4(a) zeigt einen Querschnitt des gesamten Aufbaus vom volumenmikromechanisch abstimbaren VCSEL.

Durch dieses Zwei-Chip-Konzept [9] besteht die Möglichkeit, beide Teilkomponenten voneinander unabhängig herzustellen und zu optimieren. Für den mikromechanischen DBR ergeben sich die Vorteile, geeignete Materialien zu verwenden und ein optimiertes Design bezüglich der Mikromechanik zu erstellen. Eine unabhängige Entwicklung ist aber nur zum Teil durchführbar. Bei einer getrennten Optimierung der Teilkomponenten müssen einige Schnittstellen für den abstimbaren VCSEL berücksichtigt werden, um ein funktionsfähiges Bauelement zu realisieren:

- Das Maximum des Verstärkungsprofils der aktiven Zone und die Zentralwellenlängen beider DBRs λ_{Bragg} müssen übereinstimmen, so wie es in Abbildung 7.2(b) skizziert ist.
- Beide DBRs müssen eine ausreichend hohe Reflexion aufweisen, damit die Transmissionsverluste durch die Spiegel nicht zu hoch sind, was den Schwellstrom I_{th} erhöhen würde.
- Der Fabry-Pérot-Resonator muss die Bedingung für einen stabilen Resonator erfüllen.
- Um einen weiten Abstimbereich zu realisieren, müssen sowohl die DBRs als auch der Gewinn der aktiven Zone eine hohe Bandbreite aufweisen.

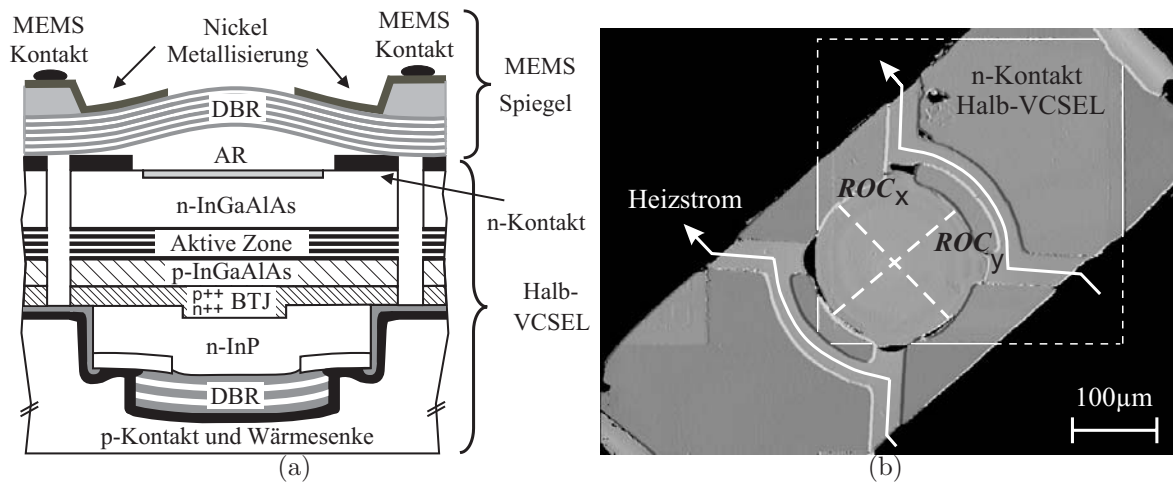


Abbildung 7.4: (a) Aufbau des volumenmikromechanischen VCSELs und (b) Draufsicht vom mikromechanischen DBRs. Neben der Kennzeichnung des n-Kontaktes vom Halb-VCSELs kennzeichnen die Pfeile den Verlauf des Heizstromes I_{heat} und die Richtungsangaben der Krümmungsradien ROC .

- Der spektrale Abstand der longitudinalen Moden bzw. der FSR des Resonators sollte ausreichend groß sein, so dass nur ein longitudinaler Mode innerhalb der Verstärkungsbandbreite vorhanden ist und damit ein weiter Abstimmbereich ermöglicht wird.
- Der Aufbau beider Chips muss so strukturiert sein, dass eine elektrische Kontaktierung der unteren Komponente (Halb-VCSEL) durchführbar ist.
- Die Auflagefläche für die obere Komponente (mikromechanischer DBR) muss ausreichend groß und eben sein, so dass sowohl eine Fixierung beider Komponenten als auch eine Verkipfung des mikromechanischen DBR-Spiegels verhindert wird.
- Für einen weiten Abstimmbereich des VCSELs muss während des Abstimmbereiches das Maximum der stehenden Welle in der aktiven Zone sein.

Beim volumenmikromechanischen VCSEL handelt es sich um einen plan-konkaven Resonator, dessen Spiegelabstand L_{cavity} um das Vielfache kleiner als der Krümmungsradius ROC des konkaven Spiegels ist. Mit Gl. 6.7 im Kapitel 6.3 ist die Bedingung für einen stabilen Resonator erfüllt.

Der obere DBR des Mikroresonators, der aus dielektrischen Schichten von der ICP-CVD besteht, ist ein gewölbter mechanisch beweglicher Spiegel, der elektrothermisch abgestimmt wird. Abbildung 7.4(b) zeigt eine Draufsicht des mikromechanischen DBRs, in der

die Pfeile den Verlauf des Heizstromes I_{heat} kennzeichnen. Der Heizstrom I_{heat} erwärmt die Stege des DBR-Spiegels, was eine Materialausdehnung zur Folge hat. Dies bewirkt eine mechanische Bewegung des DBRs und damit eine Änderung des Mikroresonators und der Resonanzlänge L_{cavity} . Die gestrichelten Linien in Abbildung 7.4(b) geben die Richtungsangaben bei der Messung der Krümmungsradien ROC an, auf die noch später eingegangen wird (siehe S. 151). Das zum Teil schraffierte Quadrat in Abbildung 7.4(b) kennzeichnet den n-Kontakt vom Halb-VCSEL. Durch die schräge Anordnung des mikromechanischen DBRs ist eine größere Kontaktfläche für den Halb-VCSELs möglich, wobei die Kontaktierung über das GaAs-Substrat des mikromechanischen DBRs erfolgt.

In Abbildung 7.4(a) ist erkennbar, dass die benachbarten Halb-VCSEL als Auflagefläche für den mikromechanischen DBR dienen. Die Verwendung der benachbarten aktiven Halb-VCSEL erweist sich als geeignet, da dadurch eine ebene Fläche zur Verfügung steht und eine genügend große Fläche für die Fixierung der Komponenten vorhanden ist. Der Nachteil ist aber die Verschwendung von aktiven Halb-VCSELs.

Der volumenmikromechanische DBR und der Halb-VCSEL werden dann zusammengefügt und zueinander justiert, wobei die Justierung des DBRs zum Halb-VCSEL aktiv erfolgt, d.h., dass die optimale Positionierung des DBRs im eingeschalteten Zustand des Halb-VCSELs erfolgt. Die optimale Position ist gefunden, wenn der geringste Schwellstrom I_{th} vorhanden ist. Die Justierung wird durch Kleber, der mit Blaulicht oder mit UV-Strahlung ausgehärtet werden kann, fixiert. Die Anwendung von Kleber hat den Nachteil, dass der abstimmbare VCSEL nur bei Raumtemperatur betrieben werden kann, andernfalls würde eine höhere Temperatur eine Verformung oder ein weiteres Schrumpfen des Klebers bewirken und somit die Justierung irreversibel verändern.

Das in dieser Arbeit vorliegende Design des Halb-VCSELs ist nicht für eine direkte Abscheidung und damit für die Realisierung eines oberflächenmikromechanischen DBR geeignet. Für die Realisierung eines oberflächenmikromechanischen VCSELs muss entweder die Auflageflächen von bisher $360 \times 360 \mu\text{m}$ vergrößert oder die Zwischenräume zwischen den einzelnen Halb-VCSEL so aufgefüllt werden, so dass eine größere ebene Auflagefläche zur Verfügung steht.

7.3.1 Mikromechanischer DBR

Mit dem Materialsystem SiO_x und SiN_x von der ICP-CVD können DBRs mit großer Stoppbandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR}}$ und hoher Reflektivität R realisiert werden (siehe Tabelle 5.1 im Kapitel 5.1). Die ICP-CVD ermöglicht neben der Variation des Brechungsindex und damit der optischen Schichteigenschaften des DBRs auch eine Variati-

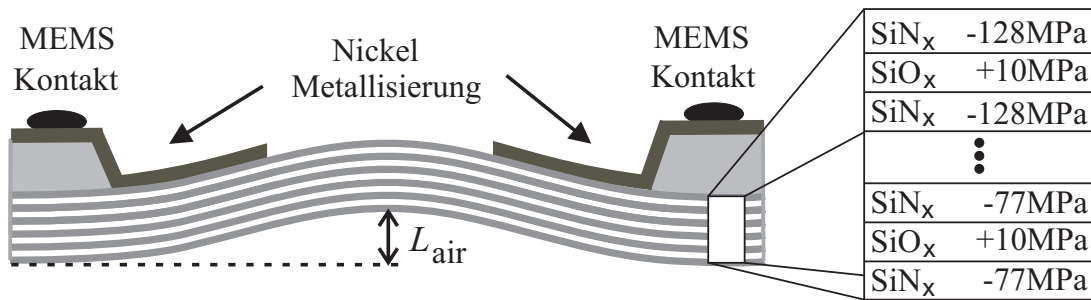


Abbildung 7.5: Aufbau des volumenmikromechanischen DBR-Spiegels und deren Schichtzusammensetzung.

on der mechanischen Verspannung. Dadurch können die mechanischen Eigenschaften vom mikromechanischen DBR beeinflusst werden, was zu einer Beeinflussung des Krümmungsradiuses ROC und des Luftspaltes L_{air} führt (siehe Abbildung 7.5). Der dielektrische DBR besteht aus 23 Schichten, was 11,5 Perioden entspricht, und ist für die Bragg-Wellenlänge $\lambda_{\text{Bragg}} = 1,55 \mu\text{m}$ konzipiert. Die Prozesseinstellungen für den DBR befinden sich im Anhang F mit der Bezeichnung DBR290408. Die Berechnung der spektralen Verläufe der Reflexion und der Transmission mit der Transfer-Matrix-Methode ergeben eine maximale Reflexion des DBRs von $R = 99,83\%$ und eine 98 %-Stoppbandbreite von $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98} = 250 \text{ nm}$. Die messtechnische Untersuchung¹ des DBRs (siehe dazu Kapitel 5.3), ergibt eine Bragg-Wellenlänge von $\lambda_{\text{Bragg}} = 1587 \text{ nm}$ und eine 98 %-Stoppbandbreite von $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}/2 \approx 115 \text{ nm}$ sowie eine 3 dB-Stoppbandbreite von $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}/2 = 161 \text{ nm}$. Die Reflexion vom DBR ist $R_{\text{DBR}} > 98\%$ und die Transmission ist $T_{\text{DBR}} = 0,6\%$.

Ein Querschnitt des volumenmikromechanischen DBRs ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Damit der DBR sich in Richtung des GaAs-Substrates hineinwölbt, werden die ersten abgeschiedenen SiN_x-Schichten auf dem GaAs mit einer höheren Verspannung abgeschieden und die letzten abgeschiedenen SiN_x-Schichten mit geringeren Verspannung (siehe Abbildung 7.5).

Die Herstellung des volumenmikromechanischen DBRs für den abstimmbaren VCSEL ähnelt der Herstellung des volumenmikromechanischen Filters im Kapitel 6.5:

1. Der DBR wird mit der ICP-CVD auf ein GaAs-Substrat abgeschieden. Die Einstellungen von der ICP-CVD sind im Anhang F dargestellt.
2. Es wird auf den DBR-Spiegel eine Schicht aus Nickel mit einer Dicke von 250 nm

¹Der DBR-Spiegel befindet sich bei der Messung der Transmission und der Reflexion noch auf dem GaAs-Substrat und ist damit nicht an das GaAs-Substrat phasenangepasst.

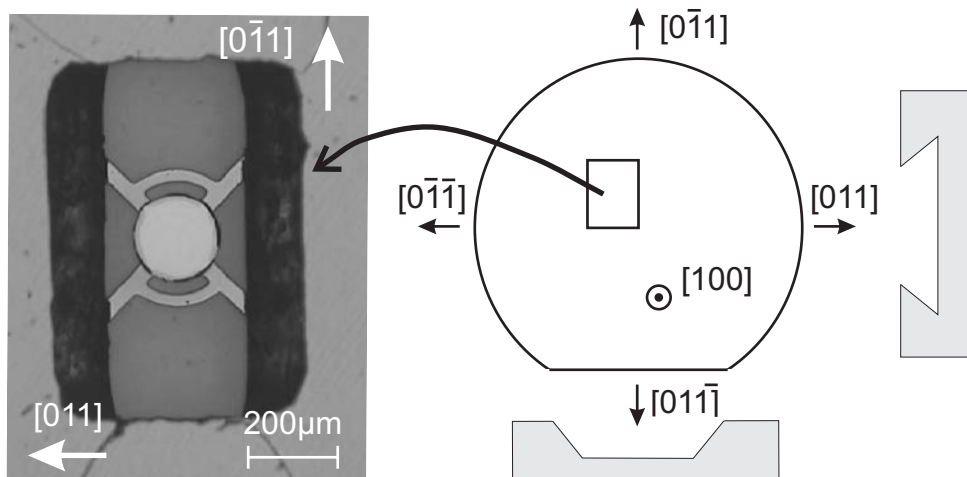


Abbildung 7.6: Herstellung des volumenmikromechanischen DBRs mit Berücksichtigung der Waferorientierung.

aufgesputtert. Die Nickelschicht dient als Ätzmaske für den noch folgenden trocken-chemischen Ätzprozess.

3. Das Substrat wird durch ein chemisches mechanisches Polieren auf eine Substratdicke von ca. 160 nm verdünnt. Zur weiteren Verarbeitung wird der Wafer in rechteckförmige Probengröße geteilt bzw. gebrochen. Die Rechteckform dient als Hilfsmittel zur Kennzeichnung der Waferorientierung. Die längere Seite ist die Waferorientierung in $[0\bar{1}1]$ -Richtung und die kürzere Seite gibt die Richtung in $[011]$ -Richtung an (siehe Abbildung 7.6).
4. Durch die Strukturierung der Nickelätzmaske wird die Struktur des mikromechanischen DBRs vorgegeben. Für die Lithographie der Nickelätzmaske wird die Ätzlösung HNO_3 (65 %) : H_2O = 1 : 30 bei einer Temperatur von 50°C verwendet.
5. Der DBR wird an den Öffnungen in der Nickelätzmaske durch eine trockenchemische Ätzung mit SF_6 in einer RIE-Anlage entfernt². Anschließend wird die restliche Nickelätzmaske mit der bereits erwähnten Nickelätzlösung entfernt.
6. Das Freilegen der mikromechanischen Struktur wird durch das Entfernen des Substrates erreicht, wobei die Justierung der Maske für die Lithographie an den Bruchkanten der Probe erfolgt. Mit Sprühätzung mit einer Ätzlösung aus Ammoniumhydroxid und Wasserstoffperoxid (NH_4OH (25 %) : H_2O_2 (30 %) = 1 : 10) erfolgt die Ätzung des Substrates.
7. Für die Metallisierung werden an den einzelnen Probenstücke die DBR-Spiegel mit

² SF_6 = 35 sccm; P_{RF} = 100 W; Druck = 125 mTorr; U_{Bias} = 100 V; Zeit $\approx 70 \dots 120$ min

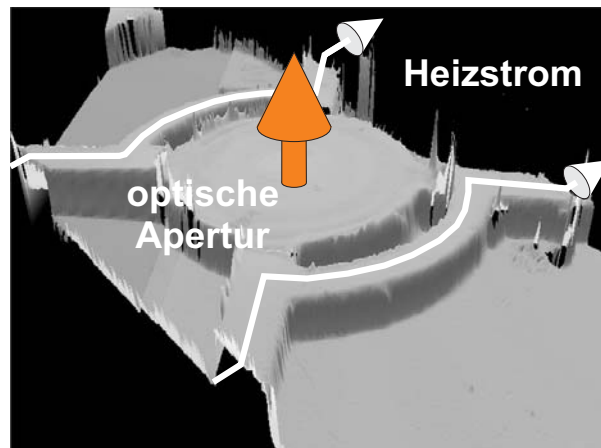


Abbildung 7.7: Separation der elektrischen Leitungen von der optischen Apertur am mikromechanischen DBR.

Fotolack oder einem Tropfen Heißwachs bei 90°C bedeckt, um so anschließend einen Lift-off- Prozess durchzuführen. Eine Nickelschicht mit einer geringen mechanischen Verspannung $\sigma \approx 0$ MPa wird gesputtert³, worauf anschließend der Lift-off-Prozess durchgeführt wird.

Um die Metallisierung auf der Rückseite des DBR-Spiegels zu ermöglichen, wird die Ätzflanke, die beim Ätzen von GaAs entsteht, ausgenutzt [11, 10], so dass die gesputterte Schicht die Kanten bedeckt und eine zusammenhängende Nickelschicht vorliegt. Dafür muss die Kristallorientierung, wie es in der Abbildung 7.6 dargestellt ist, eingehalten werden. Die Leiterbahnen aus Nickel haben den Vorteil, dass die Schichtdicke ausreichend dick sein kann, so dass ein Stufenabriss an den Kanten (siehe Abbildung 7.5) verhindert wird. Desweiteren ist Nickel im Vergleich zu Gold ein schlechter Wärmeleiter, so dass die Erwärmung für die elektrothermische Aktuierung weitestgehend in den Stegen des DBR-Spiegels erfolgt. Bei der Anwendung von Gold würde zum einen bei einer zu dünnen Schicht ein Kantenabriss drohen und zum anderen bei einer dickeren Schicht eine höhere Wärmeleistung erforderlich sein. Eine dickere Goldschicht würde eher eine Erwärmung des ganzen Chips bewirken, anstatt die Stege des DBRs zu erwärmen.

Das Design des volumenmikromechanischen DBRs, das in Abbildung 7.7 sowie in Abbildung 7.4(b) dargestellt ist, beruht auf einem Konzept, welches bereits in [9] vorgestellt wird. Das Merkmal dieses Designs ist die Separation der elektrischen Leitungen für den Heizstrom vom reflektierenden Spiegel. Die Ursache für die Separation ist die dreidimensionale Struktur der volumenmikromechanischen Komponente, die die Lithographie der Rückseite erschwert. Wegen des GaAs-Substrates beträgt der Abstand bei der Li-

³P_{RF} = 1,5 kW; Druck = 35 μ bar; U_{Bias} \approx -420 V

thographie zwischen dem DBR-Spiegel und der Maske mehr als $150\text{ }\mu\text{m}$, so dass bei der verwendeten Kontaktlithographie ein direkter Kontakt der Maske mit dem Fotolack nicht möglich ist⁴. Bei einer Belichtung können keine scharfen Abbildungen im Fotolack erreicht werden. Um trotzdem eine Rückseitenmetallisierung durchzuführen, werden daher die elektrischen Leitungen von der optischen Apertur distanziert (siehe Abbildung 7.7), so dass die Anforderung an die Lithographie verringert wird und auch unscharfe Abbildungen toleriert werden können.

Neben der Anwendung mit Fotolack für Rückseitenmetallisierung ist die Anwendung von Heißwachs eine weitere Methode. Bei dieser „Tröpfchenmethode“ wird Heißwachs bei 90°C auf den DBR-Spiegel getropft. Beide Methoden sind zeitintensiv und erreichen nur eine geringe Ausbeute.

7.3.2 Halb-VCSEL

Der Aufbau des Halb-VCSELs ist in Abbildung 7.8 dargestellt. Die Entwicklung und Herstellung des Halb-VCSELs erfolgt am Walter Schottky Institut an der Technischen Universität München in Garching in Deutschland von Dr. Markus Maute und Prof. Dr. M.-C. Amann. Die Hauptbestandteile des Halb-VCSELs sind die elektrisch gepumpte aktive Zone, der vergrabene Tunnelkontakt BTJ (engl.: buried tunnel junction) und der hybride DBR. Es wird auf die wichtigsten Punkte zum Halb-VCSEL eingegangen, die für die Interpretation der Untersuchungen erforderlich und zum Verständnis des abstimmbaren VCSEL notwendig sind. Weitere Informationen und deren technologischen Herstellungsschritte sind in [84, 91] sowie in [74, 67] beschrieben.

Die aktive Zone besteht aus sieben Quantentöpfen, die aus den quaternären Halbleitermaterial InGaAlAs bestehen und mit der Molekularstrahlepitaxie MBE (engl.: molecular beam epitaxy) aufgewachsen werden [74, 67].

Der Tunnelkontakt BTJ hat zwei vorteilhafte Einflüsse auf die Funktionsweise des VCSELs. Zum einen ersetzt er den größten Teil vom p-dotierten Halbleiter durch einen n-dotierten Halbleiter, der sich durch einen geringeren ohmschen Widerstand auszeichnet, was zu einer geringeren Bauelementerwärmung führt [74]. Das p-dotierte Bahnggebiet wird nur noch auf eine Schichtdicke von $40 \dots 50\text{ nm}$ beschränkt [10]. Zum anderen bewirkt der Tunnelkontakt eine Stromführung durch die Halbleiterschichten der aktiven Zone AZ, das lateral über die gesamte Mesa-Struktur⁵ des Halb-VCSELs verteilt

⁴Die Projektionslithographie stand für diese Arbeit nicht zur Verfügung.

⁵„Mesa“ ist die spanische Bezeichnung für Tisch und bezeichnet in der Halbleitertechnologie eine Erhebung, die aus dem Halbleiterkristall herausgeätzt wird [13].

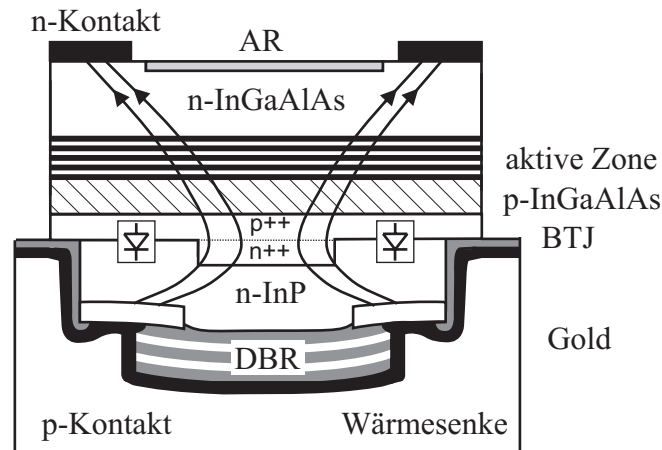


Abbildung 7.8: Aufbau des Halb-VCSELs und der Stromverlauf im Halb-VCSEL für das elektrische Pumpen der aktiven Zone AZ.

ist. Der Stromfluss durch den Tunnelkontakt kommt durch die hohe Dotierung zustande ($N_D = N_A = 1,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), so dass die am Halbleiterübergang entstandene Raumladungszone sehr schmal wird und von den Ladungsträgern durchtunnelt werden kann. Der Strom kann nur durch diesen ohmschen Tunnelkontakt fließen, da um diesen Kontakt herum ein p^{++}/n -Halbleiterübergang vorhanden ist, dessen Raumladungszone in Sperrrichtung geschaltet ist (siehe Abbildung 7.8). Durch diese Stromführung wird die lokal begrenzte Strominjektion in der aktiven Zone bewirkt, so dass nur in diesem Bereich der aktiven Zone die Schwellstromdichte überschritten wird und nur in diesem Bereich eine optische Verstärkung stattfindet. Das Prinzip entspricht dem eines gewinngeführten Lasers [75, 60]. Die Verstärkungszone wird somit vom Tunnelkontakt vorgegeben, wobei die laterale Stromdiffusion mit $1 \mu\text{m}$ abgeschätzt wird [64]. Bei der Prozessabfolge des Halb-VCSELs erfolgt nach der Strukturierung des Tunnelkontaktes BTJ ein Überwachsen mit InP, das beim Betrieb des VCSELs als Strom und Wärmeverteiler fungiert [67, 74].

Bevor das InP-Substrat entfernt wird, wird der hybride DBR des Halb-VCSELs und ein Pseudosubstrat aus Gold aufgebracht [67, 74]. Der hybride DBR ist ein integrierter Bestandteil des Halb-VCSELs und besteht aus 3,5 Paaren CaF_2/ZnS und Gold. Der Vorteil bei einem DBR bestehend aus Metall und Halbleiter ist, dass bereits mit einer geringen Anzahl von dielektrischen Schichtpaaren eine breitbandige Reflektivität von $R > 98\%$ erreicht werden kann, wobei die Stoppbandbreite von der Metallschicht dominiert wird. Die weiteren Vorteile sind, dass die Metallschicht des hybriden DBRs eine thermische Leitfähigkeit ermöglicht, so dass die im Halb-VCSEL entstehende Wärme besser abgeführt wird, und es ermöglicht auch die rückseitige p-Kontaktierung des Halbleiterlasers (siehe Abbildung 7.8). Allerdings sind diese Spiegel wegen dem hohen Absorptionsverlust nicht zur Transmission von Strahlung geeignet. Desweiteren muss bei der Herstellung

berücksichtigt werden, dass wegen der endlichen Leitfähigkeit des Metalls der Phasensprung an der Grenzfläche zwischen dem Dielektrikum und dem Metall von π abweicht, so dass die zum Metall hin angrenzende dielektrische Schicht wegen der Phasenanpassung eine geringere Dicke aufweist [9]. Weitere Beschreibungen und Verfahren zur Herstellung von hybriden Spiegeln aus Metall und Dielektrikum sind in [73, 67] und [74] enthalten.

Da einer der Spiegel vom Resonator ein mechanisch beweglicher DBR-Spiegel ist, besteht zwangsläufig innerhalb des Laserresonators ein Übergang zwischen Luft und dem Halbleiter InGaAlAs vom Halb-VCSEL. Der Einfluss von diesem Übergang kann mit einer Antireflexionsschicht verhindert werden (siehe Abbildung 7.8). Durch die Verwendung einer Antireflexionsschicht auf dem Halbleiter-Luft-Übergang handelt es sich bei diesem Resonatorkonzept um einen entkoppelten Resonator EC (engl.: extended cavity) [94, 95]. Dieses Resonatorkonzept ermöglicht einen weiten Abstimmbereich, wobei aber die Ausgangsleistung P_{out} verringert und der Schwellstrom I_{th} erhöht wird, was auf eine Herabsetzung der Gesamtrefektivität des Resonators zurückzuführen ist [95, 94]. Bei gekoppelten Resonatoren SCC (engl.: semiconductor coupled cavity), bei der keine Antireflexionsschicht vorhanden ist und dadurch der Einfluss des Halbleiter-Luft-Überganges vorhanden ist, wirkt der Luftspalt wie eine zusätzliche Spiegelschicht vom mikromechanischen DBR, so dass die Gesamtrefektivität höher ist [91]. Die für die Abstimmungen verwendeten Halb-VCSEL enthalten bereits einer Antireflexionsschicht aus Aluminiumoxid AlO_2 mit einem Brechungsindex $n = 1,62$.

7.4 Messergebnisse des abstimmbaren VCSELs

Abbildung 7.9(a) zeigt den Messplatz für die Untersuchung des abstimmbaren VCSELs. Der mikromechanische DBR ist mit UV-aushärtenden Kleber auf den Halb-VCSEL-Chip fixiert und über Kontaktnadeln fließt der Heizstrom für die Abstimmung I_{heat} . Die n-Kontaktierung des VCSELs erfolgt mit einer Kontaktnadel über dem GaAs-Substrat vom mikromechanischen DBR und die p-Kontaktierung über das Gold-Pseudosubstrat des Halb-VCSELs. Die vom VCSEL emittierende Strahlung wird in eine Multimodefaser MMF eingekoppelt und von einem optischen Spektrumanalysator OSA gemessen.

Das Design des mikromechanischen DBRs (siehe Abbildung 7.4(b)) hat zur Folge, dass der DBR-Spiegel eine elliptische Form hat. Der Krümmungsradius in x-Richtung beträgt $ROC_x = 6,5 \text{ mm}$ und in y-Richtung $ROC_y = 8,6 \text{ mm}$. Der DBR hat einen Durchmesser von $200 \mu\text{m}$ und die Stege haben eine Breite von $30 \mu\text{m}$ und eine Länge von $110 \mu\text{m}$. Aus der Messung mit dem konfokalen Mikroskop kann bei einer Dicke des DBRs von $L_{\text{DBR}} = 5,3 \mu\text{m}$ ein Luftspalt von ungefähr $L_{\text{air}} \approx 6,5 \mu\text{m}$ ermittelt werden (siehe Abbildung 7.9(b)). Das

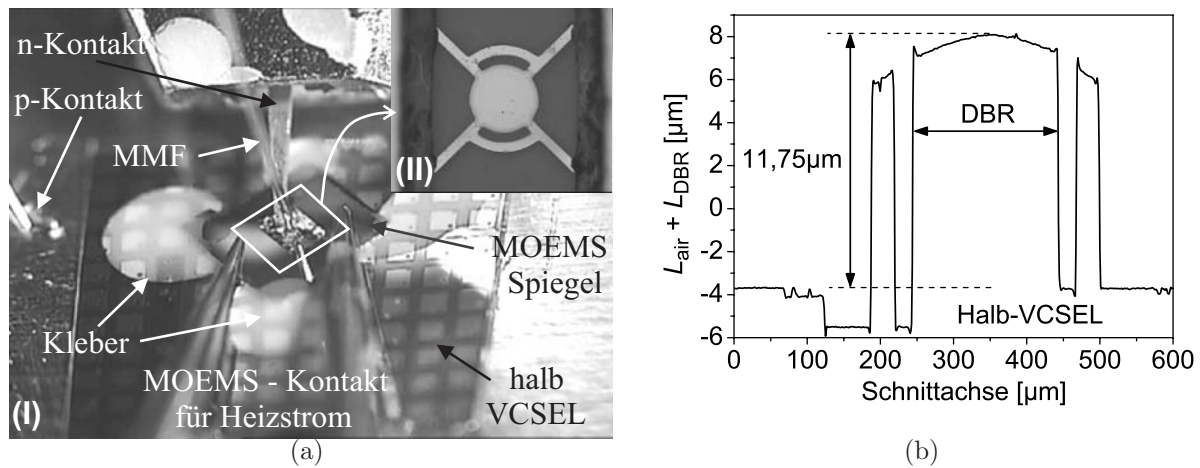


Abbildung 7.9: (a) Messplatz für die Untersuchung des abstimmbaren VCSELS (I) und eine vergrößerte Darstellung (Mikroskopaufnahme des DBRs vor der Montierung auf dem Halb-VCSELS) des mikromechanischen DBRs (II). (b) Messung des Profils vom abstimmbaren VCSEL mit dem konfokalen Mikroskop.

entspricht einer optischen Länge von $17 \lambda/4$. Die optische Länge des Halb-VCSELS beträgt $14 \lambda/4$. Mit der Berücksichtigung der Eindringtiefen in die DBRs mit insgesamt $3 \lambda/4$, das mit Gl. 5.5 approximiert werden kann, beträgt die optische Länge des VCSELS insgesamt $34 \lambda/4$.

Abbildung 7.10(a) zeigt das Spektrum des abstimmbaren VCSELS⁶, der einen Tunnelkontaktdurchmesser von $\text{BTJ} = 14 \mu\text{m}$ hat. Man erkennt in Abbildung 7.10(a), dass der longitudinale Grundmode entlang des gesamten Abstimmungsbereiches von $\Delta\lambda = 76 \text{ nm}$ kontinuierlich und ohne Modensprünge verschoben werden kann, was durch die Einhüllende in Abbildung 7.10(a) dargestellt wird. Für die Abstimmung des VCSELS ist eine Heizleistung von $P_{\text{heat}} = 160 \text{ mW}$ erforderlich, was eine spektrale Abstimmempfindlichkeit von $\Delta\lambda/\Delta P_{\text{heat}} = 0,5 \text{ nm/mW}$ ergibt. Während des Abstimmens ist der Strom durch den VCSEL mit $I_{\text{VCSEL}} = 18 \text{ mA}$ konstant. Die Resonanzwellenlänge des VCSELS wird durch die elektrothermische Aktuierung linear innerhalb des Abstimmungsbereiches verschoben, wie es in Abbildung 7.10(b) zu sehen ist. Dabei ist zu Beginn des Abstimmens ($P_{\text{heat}} = 0 \text{ W}$) kein Laserbetrieb vorhanden. Erst wenn die Heizleistung P_{heat} erhöht wird, beginnt bei $\lambda = 1526 \text{ nm}$ der Laserbetrieb.

Die Seitenmodenunterdrückung SMSR, welche das Verhältnis der Leistungen zwischen dem longitudinalen Hauptmode und dem nächst höheren transversalem Nebenmode angibt (siehe Gl. 7.4), ist während der Abstimmung größer als 30 dB. Ein $\text{SMSR} > 30 \text{ dB}$ ist

⁶In [10] hat der Halb-VCSEL die Bezeichnung M2758-G3.

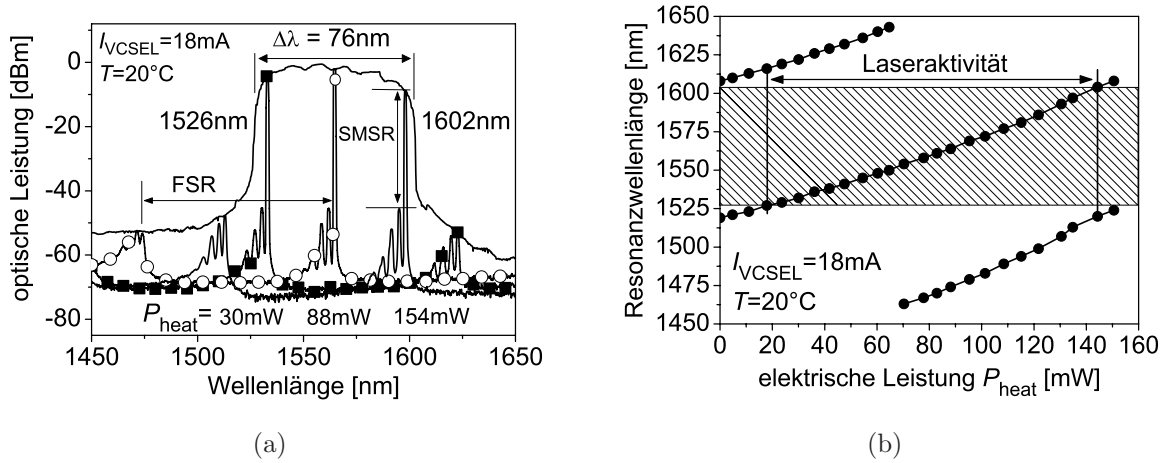


Abbildung 7.10: (a) Abstimmbereich des mikromechanischen VCSELs mit $BTJ = 14 \mu\text{m}$ bei konstantem Laserstrom $I_{VCSEL} = 18 \text{ mA}$ und drei Resonanzwellenlängen des Lasers bei verschiedenen Heizleistungen P_{heat} . (b) Resonanzwellenlängen des Lasers in Abhängigkeit von der Heizleistung P_{heat} .

eine Spezifikation für die Anwendung eines Lasers in der Spektroskopie oder in anderen Messsystemen [86, 10] und wird in dieser Arbeit als Definition für den Abstimmbereich $\Delta\lambda_{\text{tune}}$ verwendet.

$$\text{SMSR} = 10 \cdot \log \left(\frac{P_{\text{out}}(\text{Hauptmode})}{P_{\text{out}}(\text{Nebenmode})} \right) \quad (7.4)$$

In [86] und [94] ist mit einem vom Aufbau her identischen Halb-VCSEL ein Abstimmbereich von $\Delta\lambda_{\text{tune}} = 55 \text{ nm}$ erreicht worden. Das Design des volumenmikromechanischen DBRs sowie der gesamte hybride Aufbau des VCSELs ist vergleichbar. Für die in dieser Arbeit erreichte Erweiterung des Abstimmbereiches von 55 nm auf 76 nm gibt es zwei Erklärungen:

- Eine Erklärung für die Vergrößerung des Abstimmbereiches von $\Delta\lambda_{\text{tune}} = 55 \text{ nm}$ auf $\Delta\lambda_{\text{tune}} = 76 \text{ nm}$ ist die Anwendung eines dielektrischen DBRs, das aus SiO_x und SiN_x besteht. Dadurch wird im Vergleich zu einem DBR, der aus Halbleiterschichten wie $\text{GaAs}/\text{Al}_{0,85}\text{Ga}_{0,15}\text{As}$ besteht [86, 94], eine größere Stoppbandbreite erreicht. Wie in Tabelle 5.1 auf S.85 dargestellt, ist die Stoppbandbreite $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}$ bei einem dielektrischen DBR dreimal höher als bei einem DBR aus Halbleiterschichten.
- Eine weitere Erklärung ist die Reduzierung des Luftspaltes L_{air} und damit eine Vergrößerung des freien Spektralbereiches FSR. Die Reduzierung des Luftspaltes wird

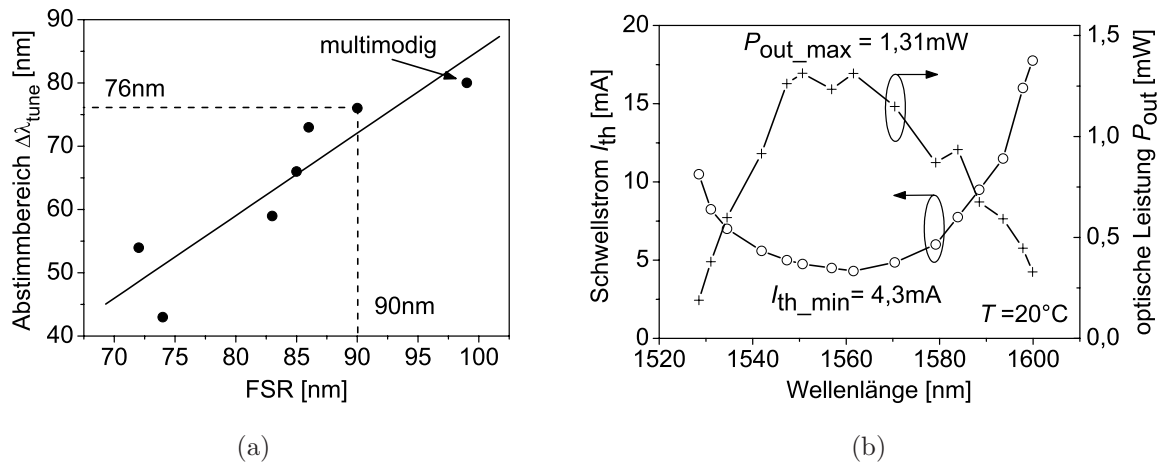


Abbildung 7.11: (a) Verlauf der Entwicklung des Abstimmereiches $\Delta\lambda_{\text{tune}}$ der volumenmikromechanischen VCSEL durch Erhöhung des FSRs. (b) Schwellstrom I_{th} und in MMF eingekoppelte optische Leistung über dem Abstimmereich des VCSELS.

zum einen durch eine Verkürzung der Länge von den Stegen und eine Verringerung der mechanischen Verspannung im DBR erreicht. Der freie Spektralbereich vom abstimbaren VCSEL in Abbildung 7.10(a) beträgt $\text{FSR} = 90 \text{ nm}$, was einer optischen Länge von $L_{\text{opt}} = \lambda^2 / (2 \cdot \text{FSR}) = 35 \lambda / 4$ und damit der Messung mit den konfokalen Mikroskop entspricht.

Das eine Verkürzung der Resonatorlänge L_{cavity} und damit eine Vergrößerung des FSRs eine Erhöhung des Abstimmereiches bewirkt, ist in Abbildung 7.11(a) dargestellt. Die Abbildung zeigt die Entwicklung der abstimbaren VCSEL, die im Laufe dieser Arbeit mit den Halb-VCSELn durchgeführt wurde, und zeigt einen linearen Zusammenhang zwischen dem FSR und dem Abstimmereich $\Delta\lambda_{\text{tune}}$. Auf dieser Grundlage basierend wurde der Abstimmereich auf 76 nm erweitert, welches einmodig über dem gesamten Bereich ist. Eine weitere Vergrößerung des FSRs auf 100 nm zeigte eine multimodige Eigenschaft des VCSELS im Abstimmereich.

Abbildung 7.11(b) zeigt den Schwellstrom I_{th} und die maximale optische Ausgangsleistung P_{out} in eine Multimodefaser MMF in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Im Gegensatz zu der Untersuchung in Abbildung 7.10(a) wird in Abbildung 7.11(b) bei konstant vorgegebener Heizleistung P_{heat} der Laserstrom I_{VCSEL} variiert. Aus den gemessenen PIV-Kennlinien⁷ des Lasers kann beim abstimbaren VCSEL ein minimaler Schwellstrom $I_{\text{th}} = 4,3 \text{ mA}$ und eine maximale Ausgangsleistung $P_{\text{out}} = 1,31 \text{ mW}$ ($= 1,17 \text{ dBm}$) bei ei-

⁷P - optische Leistung, I - Strom, V - Spannung

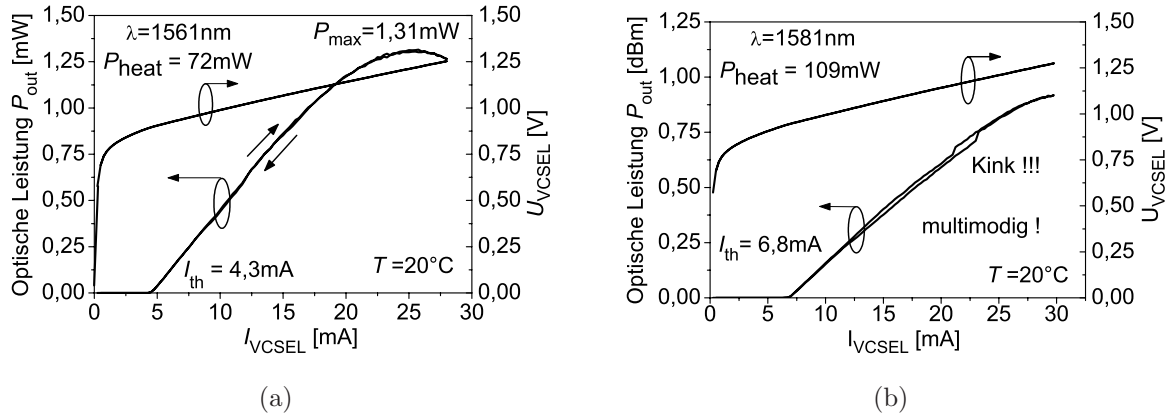


Abbildung 7.12: (a) PIV-Kennlinie des abstimmbaren VCSELS bei (a) $\lambda = 1561\text{ nm}$ mit konstanter Heizleistung $P_{\text{heat}} = 72\text{ mW}$ und bei (b) $\lambda = 1581\text{ nm}$ mit $P_{\text{heat}} = 109\text{ mW}$, wo der VCSEL ab $I_{\text{VCSEL}} = 20\text{ mA}$ multimodig ist.

ner Wellenlänge von $\lambda = 1561\text{ nm}$ ermittelt werden (siehe Abbildung 7.12(a)). Mit einer angenommenen lateralen Stromdiffusion von $1\text{ }\mu\text{m}$ um den Tunnelkontakt BTJ ist beim Schwellstrom eine Stromdichte von $2,2\text{ kA/cm}^2$ vorhanden. Bei der Messung sind die hin- und rücklaufenden Verläufe in der PIV-Kennlinie deckungsgleich. Bei $\lambda = 1581\text{ nm}$ ist ein Knick „kink“ in der PIV-Kennlinie vorhanden, was auf eine instabile oder multimodige Emission des Lasers hinweist [5] und im folgenden Verlauf noch untersucht wird. Die möglichen Ursachen für den parabolischen Verlauf von I_{th} und P_{out} in Abbildung 7.11(b) kann durch die Wellenlängenabhängigkeit der Verstärkung, der Reflexion der DBRs und durch die Antireflexionsschicht gegeben werden. Der Anstieg des Schwellstromes und das Absenken der Ausgangsleistung deuten darauf hin, dass die Verstärkung und/oder die Reflexionen der DBRs abnehmen. Da beide DBRs eine 98%-Stopppandbreite von mehr als 200 nm haben und die Reflexion der Antireflexionsschicht aus AlO_2 innerhalb eines Wellenlängenbereiches von $1,45 \dots 1,65\text{ }\mu\text{m}$ kleiner als $R < 4\%$ ist, wird der parabolische Verlauf hauptsächlich vom spektralen Verlauf der Verstärkung geprägt und weniger von den abnehmenden Reflexionen der DBRs.

Durch die Erhöhung des Stromes durch den VCSEL I_{VCSEL} erhöht sich der Abstimmbereich von 47 nm auf 76 nm und tendiert zur Sättigung, wie es in Abbildung 7.13(a) zu sehen ist. Die geringere Verstärkung und auch der Anstieg der Verluste am Rande des Abstimmbereiches sind eine Erklärung für die Sättigung des Abstimmbereiches. Ab einem Strom von $I_{\text{VCSEL}} > 18\text{ mA}$ wird ein maximaler Abstimmbereich von 78 nm erreicht, was jedoch keine einmodige Emission mehr zeigt. Eine weitere Erhöhung des Stromes I_{VCSEL} und damit eine Erhöhung der Verstärkung vom VCSEL ist nicht ausreichend, um die

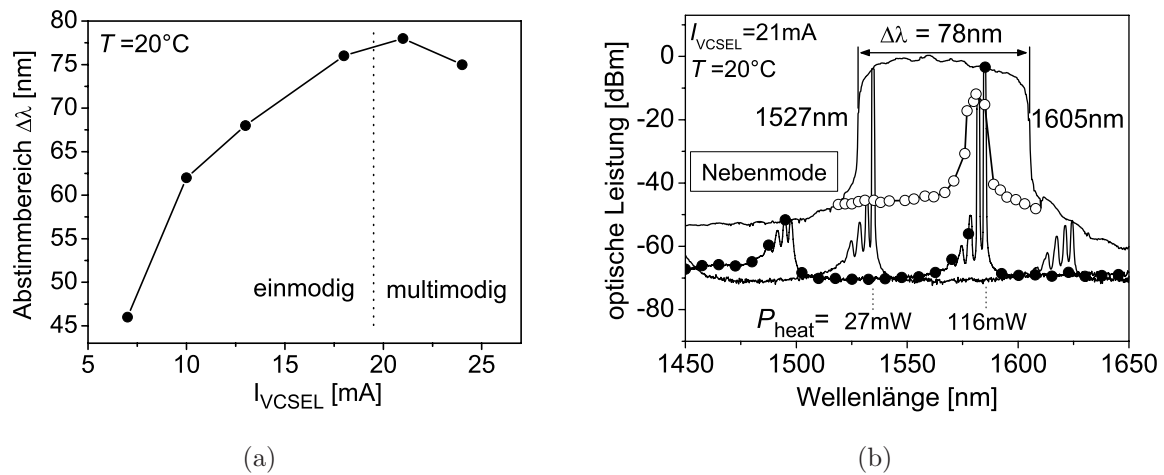


Abbildung 7.13: (a) Abstimmbereich $\Delta\lambda_{\text{tune}}$ in Abhängigkeit vom VCSEL-Strom I_{VCSEL} . (b) Spektrum der Abstimmung des VCSELS bei $I_{VCSEL} = 21$ mA.

Verluste am Rande des Abstimmbereiches zu kompensieren. Es hat eher zur Folge, dass der VCSEL multimodig wird und dass höhere transversale Moden zu erkennen sind, wie es in Abbildung 7.13(b) zu sehen ist. Der VCSEL hat zwar bei $I_{VCSEL} = 21$ mA einen Abstimmbereich von $\Delta\lambda_{\text{text}} = 78$ nm, aber bei einer Wellenlänge um $\lambda = 1580$ nm ist deutlich zu erkennen, dass es multimodig ist, was man auch in Abbildung 7.13(b) im Verlauf des nächst höheren transversalen Nebenmodes erkennen kann. Der Einfluss von I_{VCSEL} kann dadurch erklärt werden, dass eine höhere Strominjektion eine breitere Stromdiffusion in die aktive Zone AZ verursacht, so dass der Radius der aktiven Zone durch diese Strominjektion vergrößert wird. Dadurch sind die nächst höheren transversalen Moden ausbreitungsfähig, da diese einen größeren Strahlradius haben als der longitudinale Grundmode [66, 7]. Falls die Vergrößerung des Radius von der aktiven Zone vernachlässigbar ist, kann eine weitere Ursache durch die Stromführung erklärt werden, wie es in Abbildung 7.8 dargestellt ist. Bei einer Erhöhung des Stromes durch den VCSELS I_{VCSEL} erhöht sich die Stromdichte am Rande des VCSELS, was eine größere Verstärkung der transversalen Moden bewirkt [96, 97].

Bei einem Strom von $I_{VCSEL} = 24$ mA ist eine Verringerung des Abstimmbereiches zu erkennen, was auf eine Temperaturerhöhung des VCSELS und damit auf einer Verringerung der Verstärkung zurückzuführen ist. Da die Messung der Verstärkung vom VCSEL in dieser Arbeit nicht durchgeführt wurde, wurde die Elektrolumineszenz zur Erklärung der Messergebnisse herangezogen⁸. Auf Halb-VCSEL, die noch keine Antireflexionsschichten aus AlO_2 haben, werden Antireflexionsschichten aus SiO_xN_y mittels ICP-CVD mit ei-

⁸Der Verlauf der Elektrolumineszenz entspricht nicht genau dem Verlauf der Verstärkung [36].

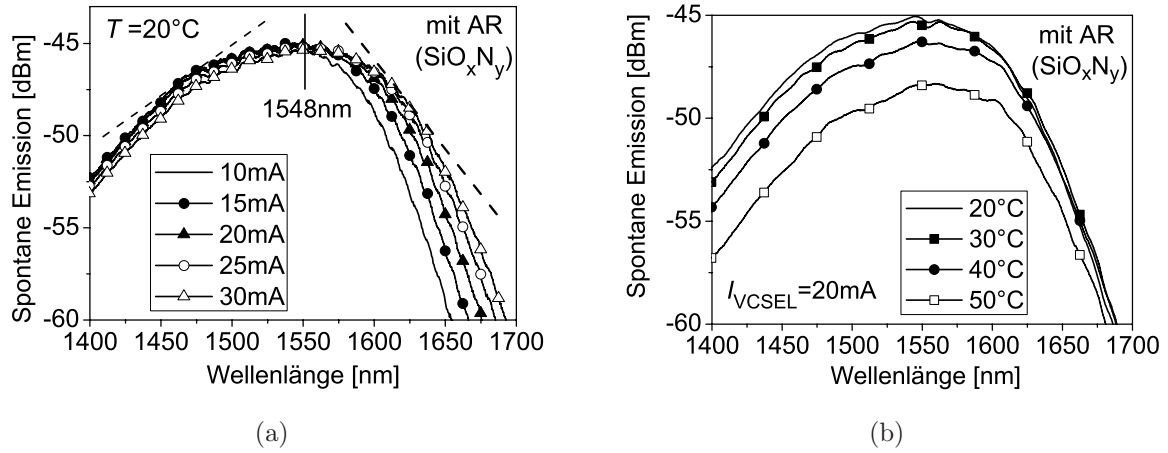


Abbildung 7.14: Untersuchung der Elektrolumineszenz eines Halb-VCSELs bei (a) verschiedenen Strömen I_{VCSEL} und (b) bei verschiedenen Temperaturen. Auf dem Halb-VCSEL ist SiO_xN_y von der ICP-CVD als Antireflexionsschicht abgeschieden.

nem Brechungsindex von 1,835 abgeschieden (siehe Kapitel 4.3). Die Erhöhung und die anschließende Verringerung des Abstimmereiches vom mikromechanischen VCSEL kann erklärt werden, wenn man annimmt, dass der spektrale Verlauf der Verstärkung vom VCSEL mit dem spektralen Verlauf der Elektrolumineszenz approximierbar ist [94, 98]. Eine Erhöhung des Stromes durch den Halb-VCSEL bewirkt eine Verbreiterung des spektralen Verlaufes der Elektrolumineszenz (siehe Abbildung 7.14(a)), und erklärt somit die Vergrößerung des Abstimmereiches. Das Absinken des Abstimmereiches ab einem Strom von $I_{\text{VCSEL}} = 21\text{ mA}$ (siehe Abbildung 7.13(a)) kann auf die Erwärmung des VCSELs beim Betrieb zurückgeführt werden, da eine Temperaturerhöhung eine Verringerung der Ausgangsleistung und damit eine geringe Verstärkung bewirkt, so dass dadurch die Verluste an den Rändern des Abstimmereiches weniger kompensiert werden.

In Abbildung 7.13(b) ist zu erkennen, dass die nächst höheren transversalen Moden erst bei höherer Wellenlänge im Abstimmereich vorhanden sind und nicht bereits am Anfang des Abstimmereiches. Dies kann mit dem spektralen Verlauf der Elektrolumineszenz und damit dem ungefähren Verlauf der Verstärkung vom VCSEL interpretiert werden (siehe dazu Abbildung 7.14(a)). Die höheren transversalen Moden haben im gesamten Abstimmereich kleinere Wellenlängen als der longitudinale Hauptmode. Wenn der longitudinale Hauptmode das Verstärkungsmaximum bzw. das Maximum der Elektrolumineszenz bei ca. $\lambda = 1550\text{ nm}$ überschreitet, dann erhalten die transversalen Nebenmoden, da sie bei kleineren Wellenlängen sind, eine relativ höhere Verstärkung als der longitudinale Hauptmode. In Abbildung 7.14(a) ist dies durch das Anlegen der Tangenten am spektralen Verlauf der Elektrolumineszenz verdeutlicht.

Die elliptische Form des mikromechanischen DBRs kann als Ursache für die Multimodigkeit ausgeschlossen werden, da in [94] durch Simulationen gezeigt wird, dass der Krümmungsradius des oberen mechanischen DBRs kaum einen Einfluss hat. Der spektrale Verlauf der Elektrolumineszenz und somit auch die Verstärkung des VCSELs zeigt einen parabolischen Verlauf ohne Einbrüche, wie es in Abbildung 7.14(a) dargestellt ist. Daher kann auch der spektrale Verlauf der Verstärkung als Ursache ausgeschlossen werden. Eine zu überprüfende Erklärung, warum nach dem multimodigen Verhalten bei $\lambda = 1580 \text{ nm}$ der VCSEL wieder einmodig wird, ist die Reflexion des mikromechanischen DBRs. Der für die Untersuchung verwendete DBR (DBR290408 im Anhang F) hat eine Zentralwellenlänge von $\lambda_{\text{Bragg}} = 1587 \text{ nm}$ und entspricht dem spektralen Bereich, wo der VCSEL multimodig wird. Eine Abweichung der Wellenlänge von der Zentralwellenlänge λ_{Bragg} hat eine geringere Reflektivität des mikromechanischen DBRs zur Folge, so dass außerhalb des Wellenlängenbereiches $1577 \text{ nm} \dots 1585 \text{ nm}$ der VCSEL einmodig wird.

7.5 Zusammenfassung

Im Kapitel 7 werden die dielektrischen DBR von der ICP-CVD für abstimmbare VCSEL bei einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ angewendet. Neben der Realisierung des volumenmikromechanischen DBRs und dem Aufbau des Lasers wird der aktuelle Stand bei weit abstimmbaren Laser dargestellt.

Es kann gezeigt werden, dass durch eine Verkleinerung der Resonatorlänge vom Laser und mit einem breitbandigen hochreflektierenden DBR ein einmodiger Abstimmbereich von $\Delta\lambda_{\text{tune}} > 70 \text{ nm}$ erreicht wird. Eine Vergrößerung des Abstimmbereiches kann zum einen durch eine weitere Verkürzung der Resonatorlänge bzw. durch eine Vergrößerung des freien Spektralbereiches und zum anderen durch eine Vergrößerung der Verstärkungsbandbreite des Lasers erreicht werden. Da bereits die mechanischen Grenzen des mikromechanischen DBRs angenähert sind, kann dies nur durch eine Verkürzung des Halb-VCSELs realisiert werden. Eine weitere Voraussetzung zur Erweiterung des Abstimmbereiches ist eine Vergrößerung der Verstärkungsbandbreite. Wie es in dieser Arbeit untersucht wurde, reicht eine Erhöhung des Laserstromes und damit eine Erhöhung der Verstärkung des VCSELs nicht aus, um die Verluste am Rande des Abstimmbereiches zu kompensieren. Die Erhöhung bewirkt eine Sättigung der Abstimmung und bewirkt eher ein multimodiges Verhalten im Abstimmbereich.

Weitere Untersuchungen dieses Kapitels sind die Anwendung von SiO_xN_y von der ICP-CVD als Antireflexionsschicht auf dem Halb-VCSEL und die Untersuchung der Elektrolumineszenz.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

Das wesentlich Ergebnis der Arbeit besteht in der Entwicklung einer Technologie, die es erlaubt, dielektrische Schichtenfolgen mit definierten optischen und mechanischen Eigenschaften abzuscheiden, wobei eine maximale Abscheidetemperatur von mehr als 100 °C nicht überschritten wurde. Die Herausforderung liegt darin, dass bei dieser Abscheidetemperatur die Qualität der Schichten gewährleistet sein muss. Für diesen Prozess stand eine Plasmaabscheideanlage ICP-CVD der Firma „Oxford Instrument Plasma Technology“ zur Verfügung. Die Abscheidung bei niedrigerer Temperatur mit einer guten Schichtqualität erlaubt das Abscheiden von dielektrischen Schichten auf temperaturempfindlichen Komponenten. Dadurch können Anwendungsfelder neu eröffnet oder erweitert werden, wie es in dieser Arbeit bei der Entwicklung und Herstellung von mikromechanisch optischen Komponenten an abstimmbare Filter und Laser dargestellt ist. Alle diese Komponenten benötigen mikromechanisch bewegliche Spiegel, die die Länge eines optischen Resonators verändern, wodurch die Resonanzfrequenzen kontinuierlich eingestellt werden können.

Nach der Untersuchung der Eigenschaften der dielektrischen Schichten SiO_x und SiN_x von der ICP-CVD wird die Abscheidung von dielektrischen Mehrfachschichten aus SiO_x und SiN_x bei niedrigen Temperaturen und mit vorgegebenen mechanischen Spannungen in den Schichten entwickelt und demonstriert. Hiermit können mikromechanisch aktudierbare Membranen mit definierter Krümmung für optische Mikrosysteme hergestellt werden.

Bei der Entwicklung von optischen Mikrosystemen werden zwei Entwicklungen durchgeführt. Bei der ersten Entwicklung wird ein mikromechanisch dielektrischer Bragg-Spiegel in volumenmikromechanischer Technologie entwickelt, der thermisch aktulierbar ist und mit einem Halb-VCSEL kombiniert wird. Dabei soll die große Reflexionsbandbreite, die

mit den dielektrischen Materialien von der ICP-CVD ermöglicht wird, verwendet werden. Das Ergebnis dieser Entwicklung ist ein kontinuierlich abstimmbarer VCSEL mit einem Rekord-Abstimmbereich von 76 nm. Die zweite Entwicklung ist die Realisierung von monolithisch abstimmbaren bzw. oberflächenmikromechanischen optischen Filtern. Da die Abscheidung von qualitativ guten dielektrischen Schichten bei der ICP-CVD unterhalb von 100°C erfolgt, können hierzu temperaturempfindliche Materialien wie z.B. Fotolack verwendet werden. Dies wird an den optisch abstimmbaren Filtern durch eine Kombination aus Fotolack und Metall als Opferschicht demonstriert.

8.2 Ausblick

ICP-CVD

Falls einer Nachrüstung der ICP-CVD in Erwägung gezogen wird, sollte ein Laserinterferometer hinzugefügt werden [16]. Der Laserinterferometer ermöglicht eine in-situ¹ Messung der dielektrischen Schichtdicke während der Abscheidung. Dadurch besteht die Möglichkeit, die DBRs mit einer genaueren Zentralwellenlänge λ_{Bragg} abzuscheiden.

Innerhalb des Rezipienten ist im Laufe der Zeit ein schwarzer Film in der Plasmakammer entstanden und das Sichtfenster vom Rezipienten ist stark aufgeraut. Die Ursache ist ein Überätzen bei der Reinigung des Rezipienten. Es wäre empfehlenswert ein Messgerät zur Endpunkterkennung (engl.: Endpointdetector) hinzuzufügen [19], was ein Überätzen beim Reinigen des Rezipienten vermeiden kann. Das Prinzip beruht darauf, dass das Licht vom Plasma mit einem Spektrometer analysiert wird. Wenn im Plasma keine Bestandteile des zu ätzenden Materials mehr gemessen werden, ist die Reinigung abgeschlossen. Dieses Prinzip wird auch als optische Emissionsspektroskopie (engl.: optical emission spectroscopy) bezeichnet und wird bei der Trockenätzungen verwendet [19, 15, 25].

Dielektrische Einzel- und Mehrfachschichten

In dieser Arbeit sind die Schichteigenschaften in Abhängigkeit von einem Prozessparameter untersucht worden. Für eine bessere gezielte Schichtoptimierung sollten weitere Untersuchungen angestellt werden, bei der die Schichteigenschaften von mehreren Prozessparametern des Plasmas abhängen. Als Ergebnis würden Kurvenscharen vorliegen, die die gezielte Optimierung der Schichten erleichtern würde. Es sollte auch geklärt werden, ob der abfallende Verlauf der Abscheiderate R_{dep} durch eine begrenzende Gasmenge oder durch die reaktionsbestimmende Abscheidung verursacht wird (siehe Kapitel 4.2.4).

¹in-situ: (latainisch) „Ursprungsort“ oder „An Ort und Stelle“.

Eine weitere Untersuchungsmöglichkeit bei der ICP-CVD könnte man zur Kantenbedeckung machen. Die ersten Untersuchungen zeigen eine Kantenbedeckung von ca. 57%. Durch eine Verringerung der Uniformität, dass durch Variation des Druckes und der kapazitiven Leistung P_{RF} erreicht wird, könnte die Kantenbedeckung verbessert werden.

Da man die kapazitiv eingekoppelte Leistung P_{RF} auch unabhängig von der induktiven Plasmaquelle P_{ICP} zum Zünden eines Plasmas verwenden kann, wäre eine interessante Untersuchung, wie nur die Plasmaquelle P_{RF} die Schichten beeinflusst. Da die Leistung der Quelle auf ähnliche Weise wie bei einer PECVD mit Parallelplatten-Reaktor arbeitet, könnten durchaus ähnlich Eigenschaften vorhanden sein.

Die ICP-CVD kann zur Abscheidung von breitbandigen mehrschichtigen Antireflexionsschichten verwendet werden. Dazu wäre es empfehlenswert, den Einfluss der Plasmaprozessparameter auf die Schichteigenschaften von SiO_xN_y weiter zu untersuchen. Bisher ist man bei der Untersuchung von SiO_xN_y von einer SiN_x -Abscheidung ausgegangen und hat durch Hinzufügen von N_2O und mit unterschiedlicher kapazitiver Leistung P_{RF} die Schichteigenschaften untersucht. Untersuchungen des SiO_xN_y -Bereiches könnten von einer SiO_x -Abscheidung durch Hinzufügen von N_2 durchgeführt werden, so dass ein lückenloser Brechungsindexbereich von 1,44 bis 2,30 von der ICP-CVD voraussichtlich zur Verfügung stehen könnte.

Der Messplatz zur Vermessung der Reflexion und der Transmission eines DBRs sollte in der Genauigkeit verbessert werden. Dies kann durch die Berechnung des spektralen Verlaufes und deren Anpassung an die Messung erfolgen. Durch eine genauere Analyse könnten Einflüsse der Schichtqualität, die von den Plasmaprozessparameter beeinflusst wird, auf die optische Absorption untersucht werden bzw. es könnte die Frage geklärt werden, ob eine hohe Ätzrate der Schichten eine hohe optische Dämpfung zur Folge hat.

Optische Filter

In dieser Arbeit sind die optischen oberflächenmikromechanischen Filter elektrothermisch abgestimmt worden. Wie es im Kapitel 6.5 beschrieben ist, sollten weitere Untersuchungen durchgeführt werden, warum die erste Auslenkung des mikromechanischen DBRs von den folgenden Auslenkungen abweicht und ob dies durch eine Materialveränderung erklärt werden kann. Es sollte untersucht werden, wie groß der Einfluss auf die Materialveränderung durch die Wärme während der elektrothermischen Abstimmung oder durch die plastische Verformung ist.

Der Nachteil bei der elektrothermisch Aktuierung ist die daraus resultierende thermische Belastung des Filters und die langsame Abstimmungsgeschwindigkeit von ca. 100 Hz. Diese

Probleme können durch eine elektrostatische Abstimmung vermieden werden. Es sollten daher Untersuchungen zur elektrostatischen Abstimmung mit den dielektrischen Schichten von der ICP-CVD angestellt werden.

Bisher beruht die Einstellung des Krümmungsradius und des Luftspaltes der mikromechanischen DBRs auf empirische Werte, bei der das Design oder die mechanische Verspannung der Einzelschichten vom DBR verändert werden. Es ist empfehlenswert, mit Hilfe von Messung und Simulationen herauszufinden, wie das Design und die mechanische Verspannung der Einzelschichten den Krümmungsradius und den Luftspalt des mikromechanischen DBRs beeinflussen, so dass eine Optimierung erleichtert wird.

Falls bei der Herstellung von oberflächenmikromechanischen MOEMS nur Fotolack als Opferschicht verwendet werden sollte, dann ist es empfehlenswert, eine RIE-Anlage mit einem Endpointdetektor zu verwenden. Dadurch kann eine Beschädigung der unteren Teilkomponente verhindert werden. Desweiteren sollte untersucht werden, wie sich raue Oberflächen auf die optische Reflexion und Transmission auswirken.

Neben der Herstellung von optischen Filtern kann die ICP-CVD auch zur Herstellung von anderen MOEMS-Komponenten verwendet werden. Im Rahmen einer Masterarbeit (siehe Anhang „Eigene Veröffentlichungen & betreute Arbeiten“) sind die ersten Erfahrungen mit volumenmikromechanischen Spiegelfelder durchgeführt worden, die in Zusammenarbeit mit dem Institut für Angewandte Physik der Technischen Universität Darmstadt verwendet wurden [99]. Es sollten daher Untersuchungen mit oberflächenmikromechanischen Spiegelfeldern und deren Einsatz durchgeführt werden.

VCSEL

Die in dieser Arbeit entwickelte Technologie kann als Grundlage zur Herstellung von oberflächenmikromechanisch abstimmbare VCSEL angewendet werden und sollte mindestens die guten optischen Eigenschaften haben, wie es bei den mit der Volumenmikromechanik hergestellten Bauteile erreicht wurde.

Um den Abstimmungsbereich von VCSELs zu erweitern, sollte neben einer Verkürzung der optischen Länge vom Resonator die Verstärkungsbandbreite der aktiven Zone vom VCSEL erweitert werden. Eine Erweiterung sollte auch durch eine bessere Optimierung der Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} vom oberflächenmikromechanischen DBR zum Maximum der Verstärkungsbandbreite erreichbar sein.

Ein Simulationsmodell des abstimmbaren VCSELs kann die Optimierung und das Verständnis verbessern und vertiefen. Ein dreidimensionales Simulationsmodell kann z.B. Aufschluss darüber geben, wie die Funktionsfähigkeit des abstimmbaren VCSELs von ei-

ner Dejustierung und einer Verkipfung des mikromechanischen DBRs beeinflusst wird. Es könnte dadurch auch geklärt werden, warum innerhalb des Abstimmungsbereiches bei einer weiteren Erhöhung des VCSEL-Stromes I_{VCSEL} der VCSEL multimodig wird und ob dieses Verhalten mit dem spektralen Reflexionsverlauf des mikromechanischen DBRs korreliert oder durch die Resonatorgeometrie verursacht wird.

Es können auch andere Wellenlängenbereiche für abstimmbare VCSEL wie z.B. der Wellenlängenbereich $\lambda > 2,0 \mu\text{m}$ erschlossen werden. Dieser Wellenlängenbereich ist vor allem für die Gasspektroskopie von Interesse.

Falls volumenmikromechanische abstimmbare VCSEL weiter untersucht werden, dann sollten hybride mikromechanische DBR entwickelt und verwendet werden. Dadurch werden die Vorteile von dielektrischen und halbleitenden mikromechanischen DBRs miteinander verknüpft. Mit den halbleitenden DBRs ist eine leichtere Implementierung der elektrischen Kontakte möglich und mit den dielektrischen DBRs kann die breitbandige Reflexion ausgenutzt werden.

Anhang A

Messhilfsmittel für dielektrische Schichten

Tabelle A.1: Schichtdicke und die entsprechende Farbe der Schicht im sichtbaren Bereich. Die Angaben basieren auf einen Brechungsindex von 1,48 bei SiO_x und 1,97 bei SiN_x .

Farbe	Schichtdicke [\AA]			Farbe	Schichtdicke [\AA]	
	SiN_x	SiO_x			SiN_x	SiO_x
braun	700	500		gelb	3900	2900
violett	1000	800		leicht orange	4100	3100
royal blau	1200	900		pink	4200	3200
metallisch blau	1500	1100		violett rot	4400	3300
blau-gelb grün	1700	1300		rot violett	4600	3400
gold-gelb-blau	2000	1500		violett	4700	3500
gold-gelb orange	2200	1700		blau-violett	4800	3600
orange	2500	1900		blau	4900	3700
rot-violett	2700	2000		blau-grün	5000	3800
blau-violett	3000	2200		grün	5200	3900
blau	3100	2300		gelb-grün	5400	4100
blau-blau grün	3200	2400		grün-gelb	5600	4200
leicht grün	3400	2500		gelb-grau	5700	4300
grün-gelb grün	3500	2600		leicht orange-pink	5800	4400
gelb-grün	3600	2700		pink	6000	4500
grün-gelb	3700	2800		violett-rot	6300	4700

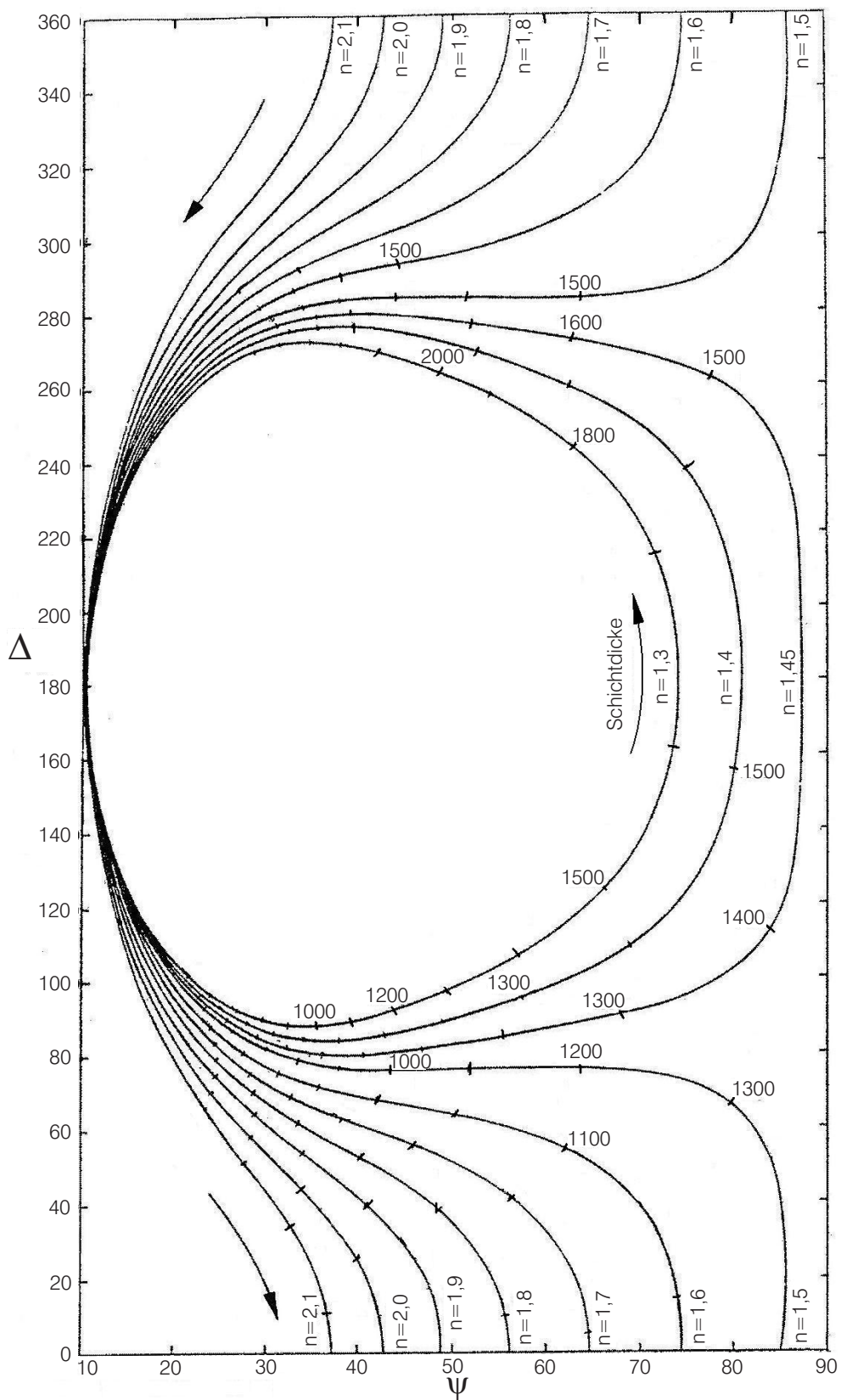


Abbildung A.1: Aus Kapitel 3.2: Ψ und Δ bei $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ und einem Winkel $\varphi = 70^\circ$ in Abhängigkeit von Schichtdicke d_{Film} und Brechungsindex n (Abbildung aus [35]).

Anhang B

Fehleranalyse zur mechanischen Verspannung

Die Genauigkeit der einzelnen Messgrößen in der Stoney Gleichung (Gl. 3.6) hat Einfluss auf die Genauigkeitsangabe der mechanischen Verspannung. Für eine Fehleranalyse wird die Stoney Gleichung (Gl. 3.6) umgeschrieben, indem das Oberflächenprofil durch einen Kreisabschnitt angenähert wird (Gl. B.1 aus [100]). Die Größe WH ist die Durchbiegung des Wafers bzw. die Bogenhöhe entlang des Messweges L_{Scan} .

$$ROC_{\text{after,before}} = \left(\frac{L_{\text{Scan}}}{2} \right)^2 \cdot \frac{1}{2 \cdot WH_{\text{after,before}}} \quad \text{mit} \quad WH \ll ROC \quad (\text{B.1})$$

$$\text{Gl. 3.6} \Rightarrow \sigma = \frac{1}{6} \cdot \frac{E_{\text{substrat}}}{1 - \nu_{\text{substrat}}} \cdot \frac{d_{\text{substrate}}^2}{d_{\text{Film}}} \left(\frac{8 \cdot (WH_{\text{after}} - WH_{\text{before}})}{L_{\text{Scan}}^2} \right) \quad (\text{B.2})$$

Um eine Fehlerabschätzung zur Angabe der mechanischen Verspannung $\Delta\sigma/\sigma$ durchzuführen, wird das vollständige Differential von Gl. B.2 gebildet (siehe Gl. B.3).

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{\partial\sigma}{\partial d_{\text{Substrat}}} dd_{\text{Substrat}} + \frac{\partial\sigma}{\partial d_{\text{Film}}} dd_{\text{Film}} + \frac{\partial\sigma}{\partial WH_{\text{after}}} dWH_{\text{after}} + \frac{\partial\sigma}{\partial WH_{\text{before}}} dWH_{\text{before}} \\ &\Rightarrow \left| \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \right| \leq 2 \cdot \frac{\Delta d_{\text{Substrat}}}{d_{\text{Substrat}}} + \frac{\Delta d_{\text{Film}}}{d_{\text{Film}}} + \frac{\Delta WH_{\text{after}} + WH_{\text{before}}}{WH_{\text{after}} - WH_{\text{before}}} \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Es werden in Gl. B.3 Angaben der Messgeräte und Ergebnisse aus statistisch ermittelten Messwerten eingesetzt:

- Die Genauigkeit des Mikrometermessschiebers zur Vermessung der Substratdicke beträgt $\Delta d_{\text{Substrat}} = \pm 3 \mu\text{m}$ und die durchschnittliche Waferdicke beträgt

$d_{\text{Substrat}} = 360 \mu\text{m}$. Für die Untersuchung der mechanischen Verspannung ist es empfehlenswert, dass die Waferdicke vermessen wird und keine Angaben aus den Datenblatt übernommen werden.

- Die Vermessung der Schichtdicke mit dem Ellipsometer hat einen maximalen Messfehler von $\Delta d_{\text{Film}} = \pm 10 \text{ \AA}$. Die typischen Schichtdicke d_{Film} zur Vermessung der mechanischen Verspannung sind durchschnittlich 2700 \AA für SiN_x und 4000 \AA für SiO_x .
- Die Messgenauigkeit der Durchbiegung ΔWH wird in den Datenblättern mit $< 0,2 \mu\text{m}$ für die Profilometer von „Veeco“ und „FSM500TC“ angegeben. Der Betrag der durchschnittlichen Differenz der Durchbiegung vor und nach der Abscheidung beträgt statistisch $WH_{\text{after}} - WH_{\text{before}} = 10 \mu\text{m}$.

Mit diesen Angaben und Gl. B.3 erhält man eine Fehlerabschätzung von $\Delta\sigma/\sigma < 8\%$.

Es müssen noch weitere Punkte für die Messgenauigkeit berücksichtigt werden:

- Bei der Messung des Krümmungsradius ROC sollte der Messweg vor und nach der Abscheidung identisch sein. Dies lässt sich durch entsprechende Markierungen am Messgerät für die Positionierung des Wafers erreichen.
- Um die Krümmung des Wafers so wenig wie möglich zu beeinflussen, sollte der Wafer nicht ganz auf dem Messtisch liegen, sondern während der Messung auf drei abgerundeten Auflagepunkte liegen.
- Bei zu dünner Schicht streuen die Ergebnisse der mechanischen Verspannung, da die durch die Abscheidung verursachte Krümmung des Substrates zu gering ist. Die abgeschiedene Schichtdicke sollte größer als 200 nm sein (siehe Tabelle B.1).

Tabelle B.1: Mechanische Verspannung in vier Richtungen auf dem Wafer (siehe Abbildung 3.6 auf S. 38) bei unterschiedlichen Schichtdicken und gleichen Prozessparametern.

Material	Schichtdicke [Å]	Verspannung [MPa]				Mittelwert [MPa]	Streuung [MPa]
		NS	WO	NO-WS	NW-OS		
SiN_x	903	-73,2	-108,5	-157,7	-87,9	-106,7	36,7
SiN_x	2839	-119,1	-116	-128,2	-128,1	-123,0	6,0
SiO_x	1168	-167,9	-167,9	-159,6	-196,5	-173,0	16,1
SiO_x	3753	-121,6	-122,2	-124,0	-119,5	-121,8	1,9

Anhang C

Charakterisierung der ICP-CVD

Der Anhang fasst die Einflüsse der Abscheideparameter auf die Schichteigenschaften zusammen. Die Bereiche der Schichteigenschaften mit der ICP-CVD sind in Tabelle C.1 zusammengefasst und die Wiederholbarkeit der Schichtabscheidung in Tabelle C.2.

Tabelle C.1: Schichteigenschaften, die mit der ICP-CVD erreichbar sind (siehe S. 51).

Schichteigenschaft	SiN _x	Ref.	SiO _x	Ref.
Brechungsindex @ 632nm	1,70 ... 2,38	C.9(a)	1,440 ... 1,485	C.3(a) C.7(a)
Abscheiderate	80 ... 290 Å/min	C.2(b)	65 ... 315 Å/min	C.5(a) C.15(a)
mechanische Verspannung	-620 ... +80 MPa	C.14(b) C.13(b)	-225 ... +25 MPa	C.1(d) C.3(d)
minimale Ätzrate	145 Å/min in BHF 7:1	C.11(b)	320 Å/min (=2,83*) in BHF 50:1	C.5(b)

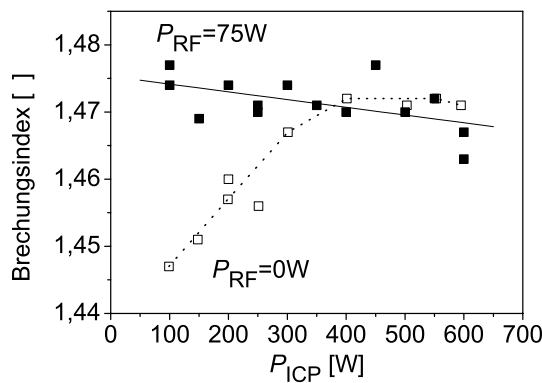
*relative Ätzrate zum thermischen SiO₂

Tabelle C.2: Wiederholbarkeit der Abscheidung von Einzelschichten (siehe S. 97).

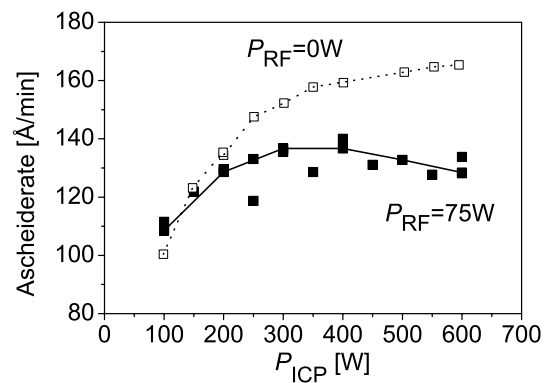
Material	Brechungsindex	Schichtdicke	L_{opt}	Verspannung
SiO _x	± 0,4 %	± 2,3 %	± 1,4 %	± 13 %
SiN _x	± 0,3 %	± 1,5 %	± 2,2 %	± 20 %

Induktive Leistung

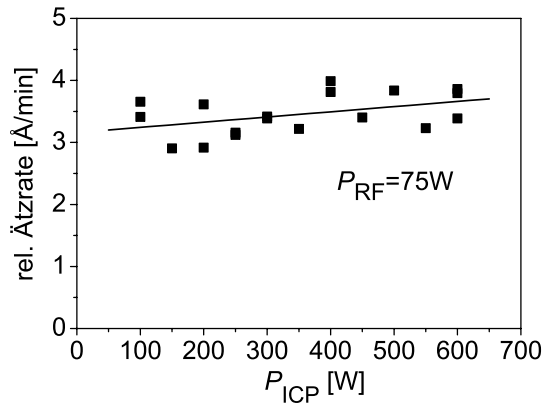
Einfluss der induktiv gekoppelten Leistung P_{ICP} auf SiO_x mit und ohne P_{RF} -Einfluss



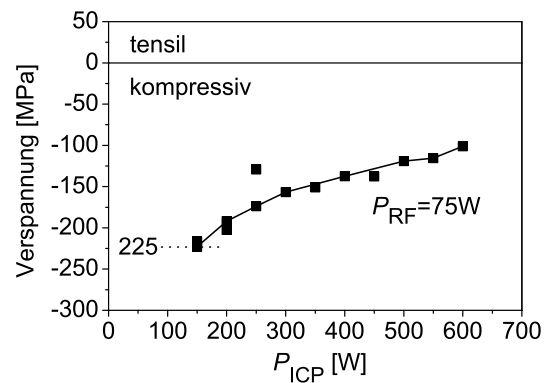
(a) n von SiO_x



(b) R_{dep} von SiO_x



(c) Ätzrate von SiO_x



(d) Verspannung von SiO_x

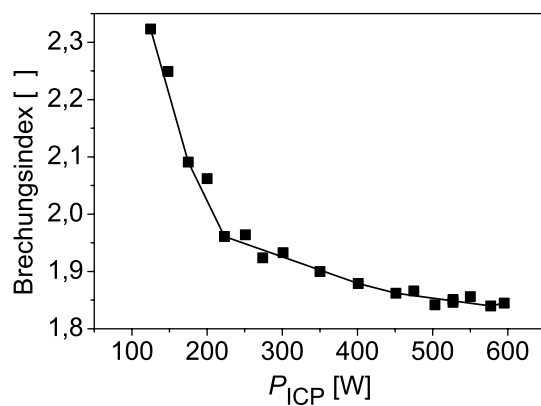
Abbildung C.1:

SiO_x ohne P_{RF} : $\text{SiH}_4 = 3,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 3,0 \text{ mTorr}$

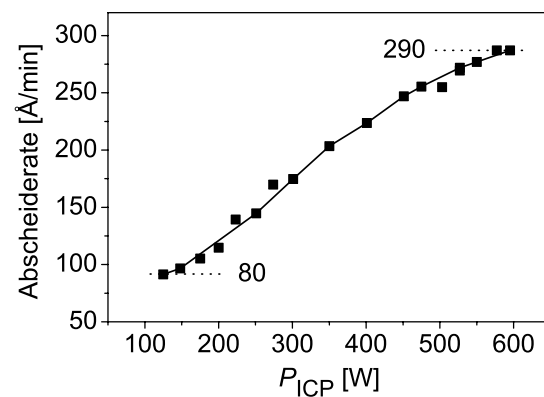
SiO_x mit P_{RF} : $\text{SiH}_4 = 3,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{RF}} = 75 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 6,0 \text{ mTorr}$

Induktive Leistung

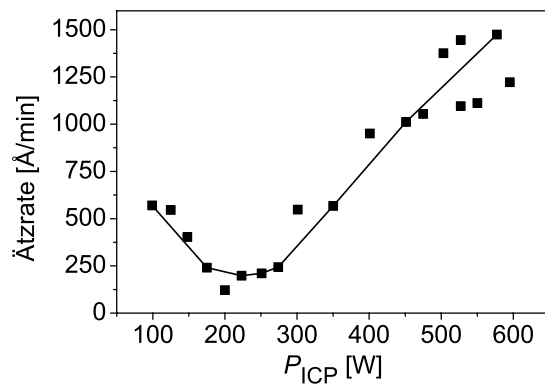
Einfluss der induktiv gekoppelten Leistung P_{ICP} auf SiN_x



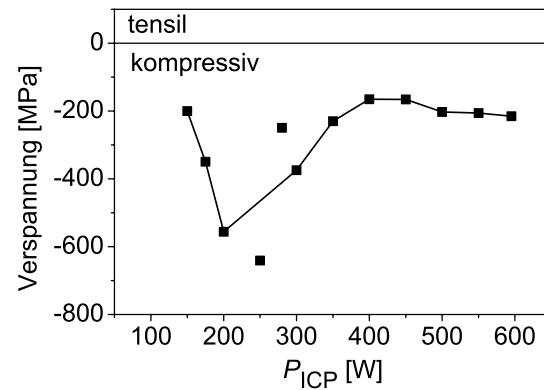
(a) n von SiN_x



(b) R_{dep} von SiN_x



(c) R_{etch} von SiN_x

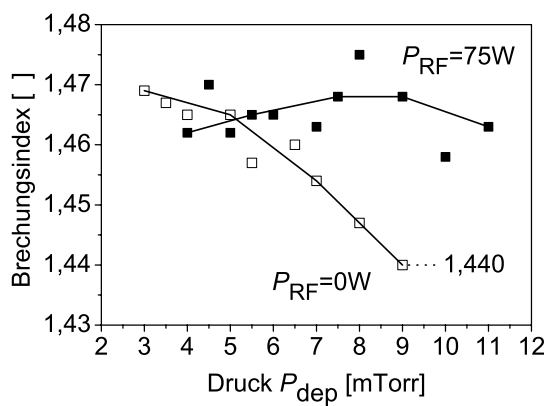


(d) Verspannung von SiN_x

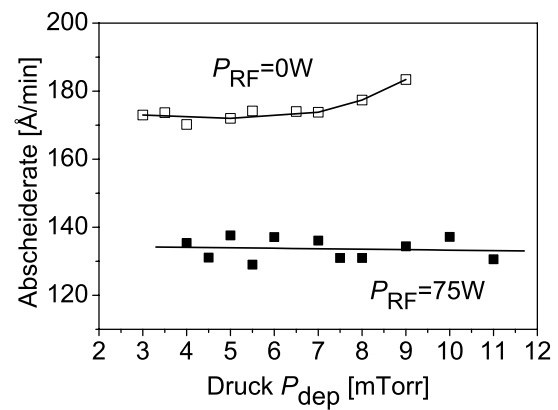
Abbildung C.2: $\text{SiN}_x : \text{SiH}_4 = 6,5 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 6,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 4,0 \text{ mTorr}$

Druck

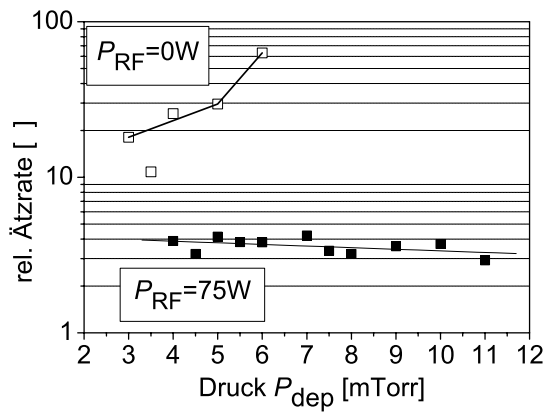
Einfluss des Druckes auf SiO_x mit und ohne P_{RF} -Einfluss



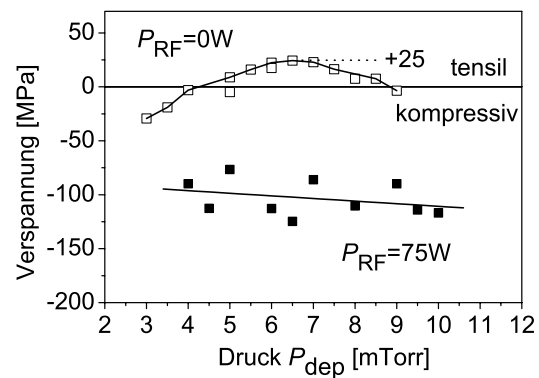
(a) n von SiO_x



(b) R_{dep} von SiO_x



(c) Ätzrate von SiO_x



(d) Verspannung von SiO_x

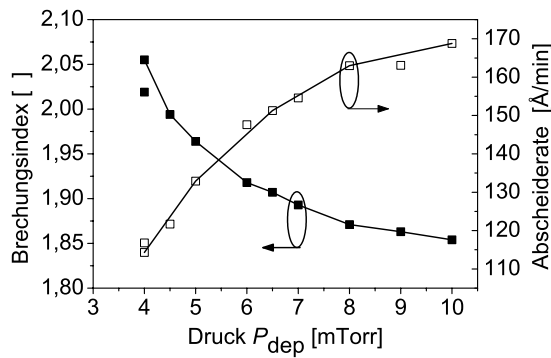
Abbildung C.3:

SiO_x ohne P_{RF} : $\text{SiH}_4 = 3,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$

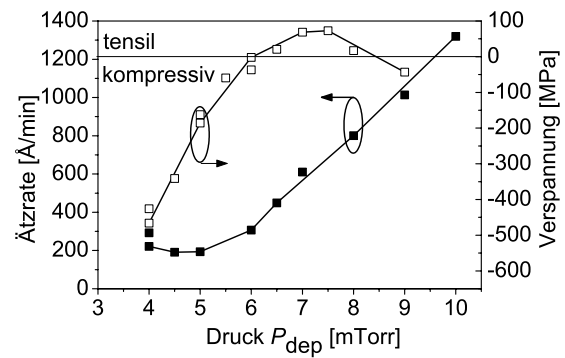
SiO_x mit P_{RF} : $\text{SiH}_4 = 3,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 75 \text{ W}$

Druck

Einfluss der Druckes während der Abscheidung auf SiN_x .



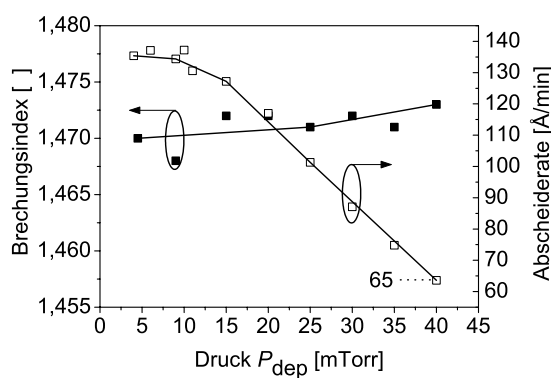
(a) n und R_{dep} von SiN_x



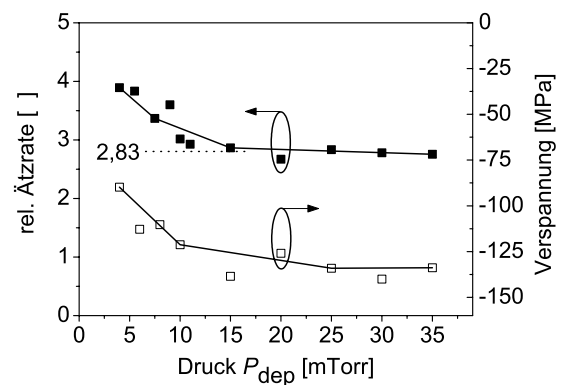
(b) Verspannung und R_{etch} von SiN_x

Abbildung C.4: SiN_x : $\text{SiH}_4 = 6,5 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 6,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$

Untersuchung von SiO_x über einen größeren Druckbereich
Ab einem Druck von ca. 40 mTorr ist das Plasma instabil.



(a) n und R_{dep} von SiO_x

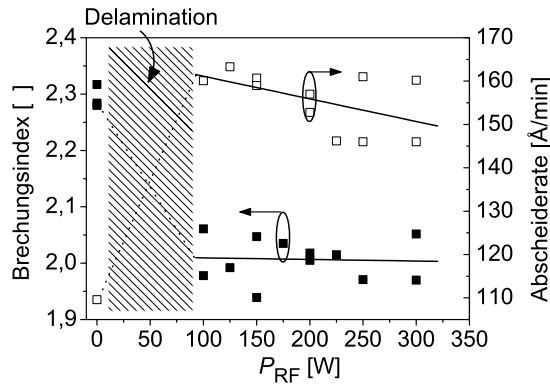


(b) Verspannung und R_{etch} von SiO_x

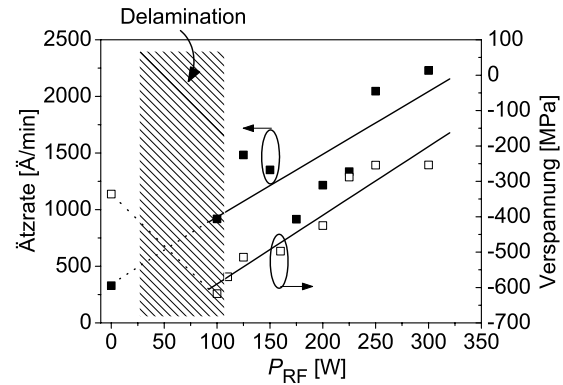
Abbildung C.5: SiO_x mit P_{RF} : $\text{SiH}_4 = 3,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 75 \text{ W}$

Kapazitive Leistung

Einfluss der kapazitiv gekoppelten Leistung P_{RF} auf SiN_x .



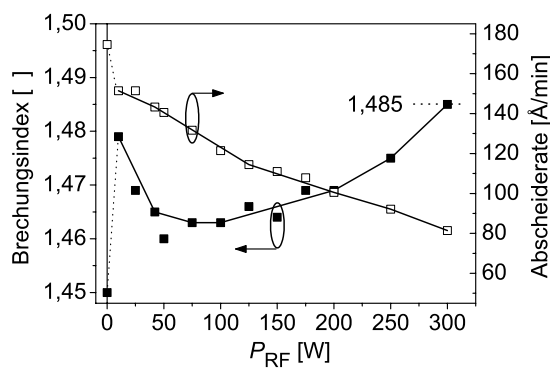
(a) n und R_{dep} von SiN_x



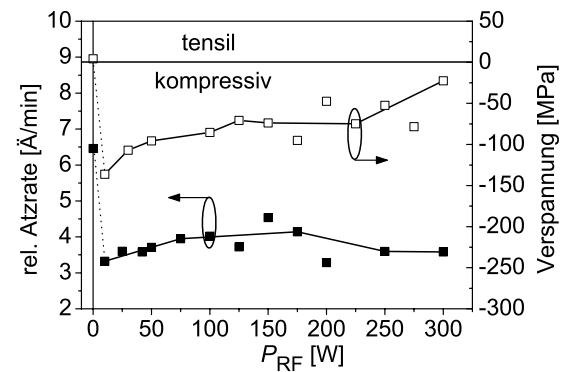
(b) Verspannung und R_{etch} von SiN_x

Abbildung C.6: $\text{SiN}_x : \text{SiH}_4 = 8,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 6,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 8,0 \text{ mTorr}$

Einfluss der kapazitiv gekoppelten Leistung P_{RF} auf SiO_x .



(a) n und R_{dep} von SiO_x

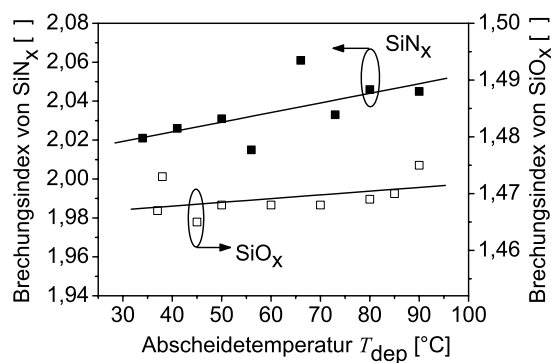


(b) Verspannung und R_{etch} von SiO_x

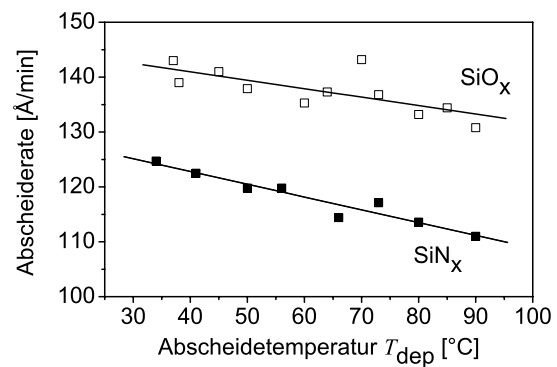
Abbildung C.7: $\text{SiO}_x : \text{SiH}_4 = 3,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 6,0 \text{ mTorr}$

Abscheidetemperatur

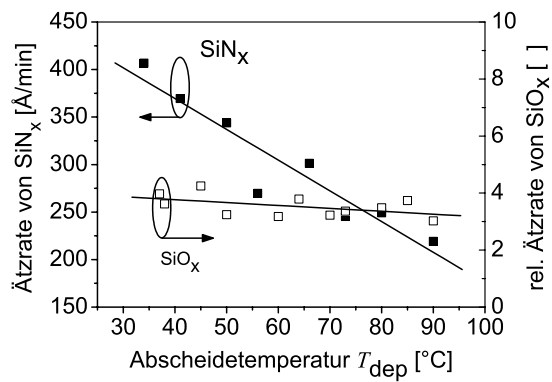
Einfluss der Abscheidetemperatur auf SiN_x und SiO_x



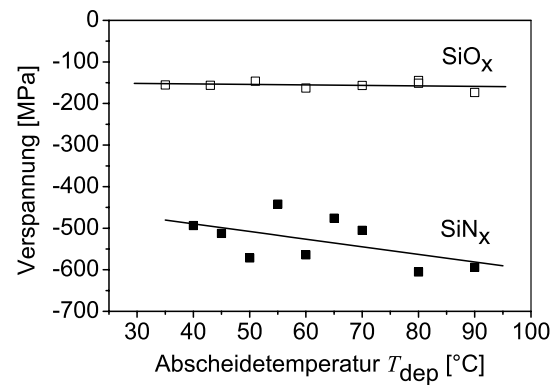
(a) n von SiN_x und SiO_x



(b) R_{dep} von SiN_x und SiO_x



(c) R_{etch} von SiN_x und SiO_x



(d) Verspannung von SiN_x und SiO_x

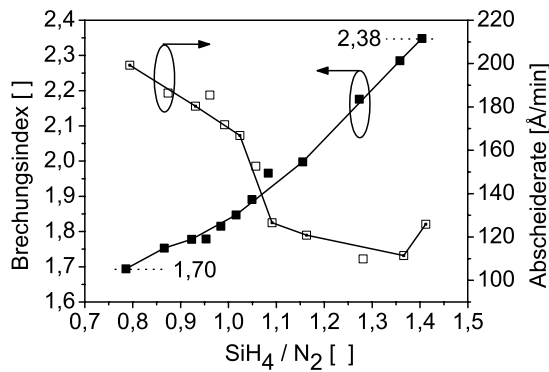
Abbildung C.8:

SiN_x : $\text{SiH}_4 = 6,5 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 6,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 4,0 \text{ mTorr}$

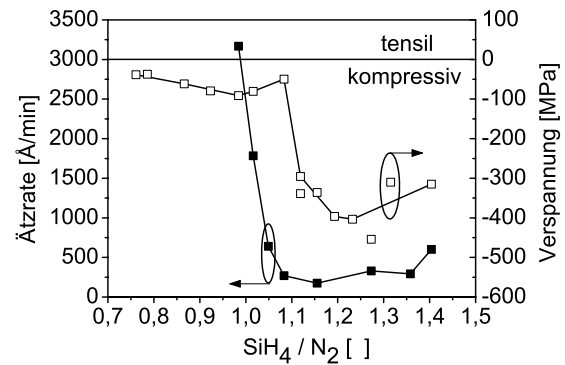
SiO_x : $\text{SiH}_4 = 3,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 75 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 6,0 \text{ mTorr}$

Prozessgassverhältnis

Einfluss bei veränderlichem Prozessverhältnis SiH_4/N_2 und bei konstanten
Gesamtgasfluss $\text{SiH}_4 + \text{N}_2$ auf SiN_x .



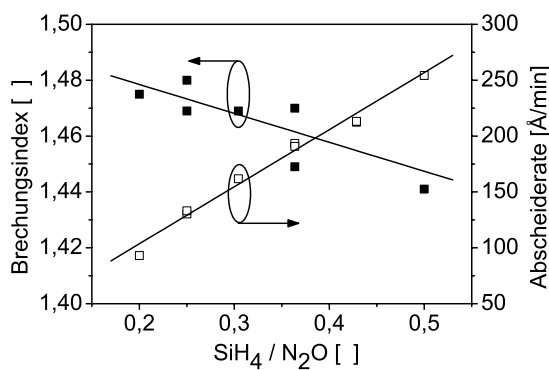
(a) n und R_{dep} von SiN_x



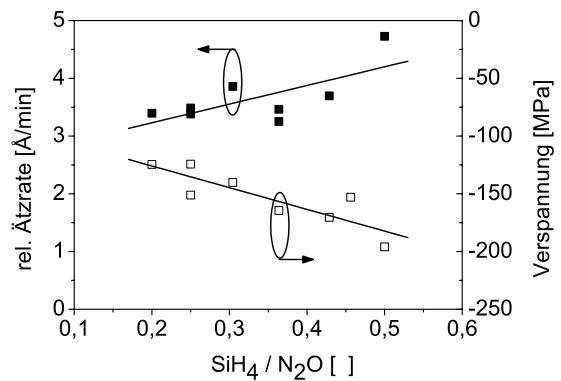
(b) Verspannung und R_{etch} von SiN_x

Abbildung C.9: SiN_x : $\text{SiH}_4 + \text{N}_2 = 12,5 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 5,0 \text{ mTorr}$

Einfluss bei veränderlichem Prozessgasverhältnis $\text{SiH}_4/\text{N}_2\text{O}$ und bei konstantem
Gesamtgasfluss $\text{SiH}_4 + \text{N}_2\text{O}$ auf SiO_x .



(a) n und R_{dep} von SiO_x

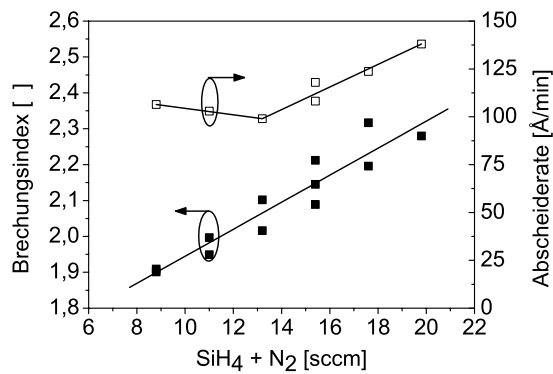


(b) Verspannung und R_{etch} von SiO_x

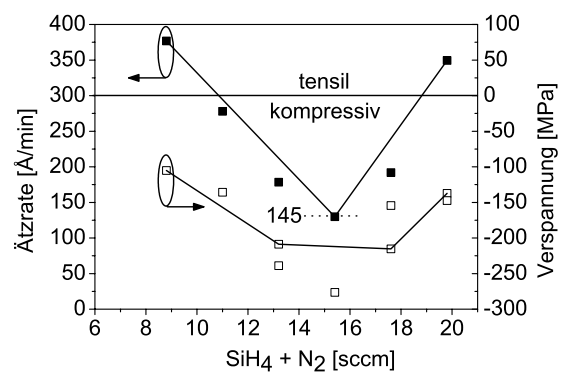
Abbildung C.10: SiO_x : $\text{SiH}_4 + \text{N}_2 = 15,0 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 75 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 6,0 \text{ mTorr}$

Gesamtgasfluss

Einfluss bei veränderlichem Gesamtgasfluss $\text{SiH}_4 + \text{N}_2$ und konstantem
Prozessgasverhältnis auf SiN_x .



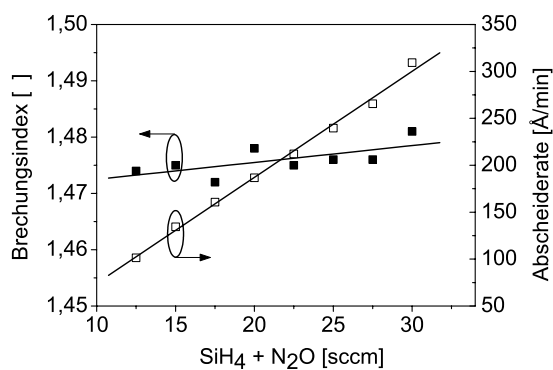
(a) n und R_{dep} von SiN_x



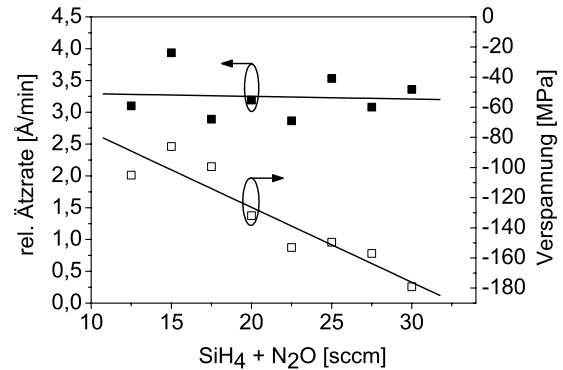
(b) Verspannung und R_{etch} von SiN_x

Abbildung C.11: SiN_x : $\text{SiH}_4 / \text{N}_2 = 1,2 = \text{const}$; $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 10,0 \text{ mTorr}$

Einfluss bei veränderlichem Gesamtgasfluss $\text{SiH}_4 + \text{N}_2\text{O}$ und konstantem
Prozessgasverhältnis auf SiO_x .



(a) n und R_{dep} von SiO_x



(b) Verspannung und R_{etch} von SiO_x

Abbildung C.12:

SiO_x : $\text{SiH}_4 / \text{N}_2\text{O} = 0,25 = \text{const}$; $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 75 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 7,0 \text{ mTorr}$

SiH₄- & N₂-Fluss

Einfluss des **SiH₄-Flusses** bei konstantem Druck auf SiN_x.

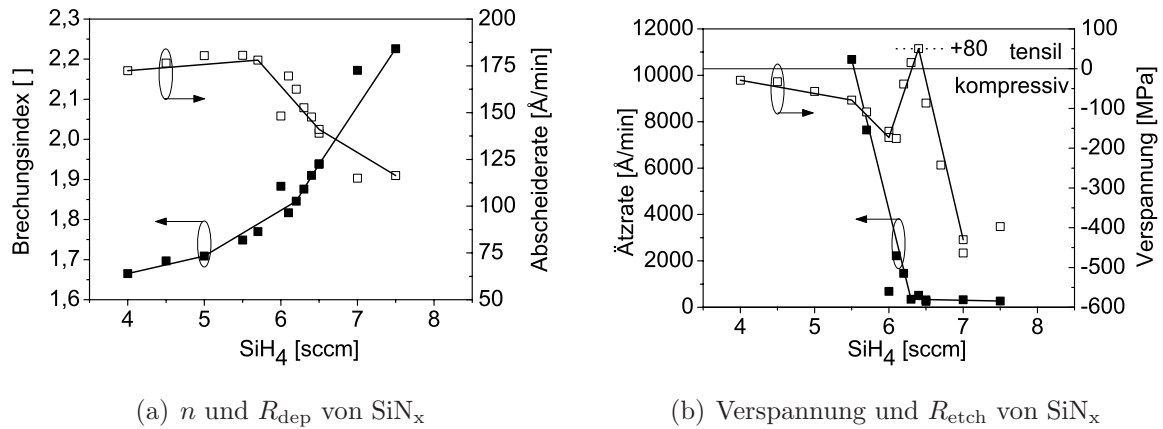


Abbildung C.13: SiN_x: N₂ = 6,0 sccm; P_{ICP} = 200 W; P_{RF} = 0 W; P_{dep} = 5,0 mTorr

Einfluss des **N₂-Flusses** bei konstantem Druck auf SiN_x.

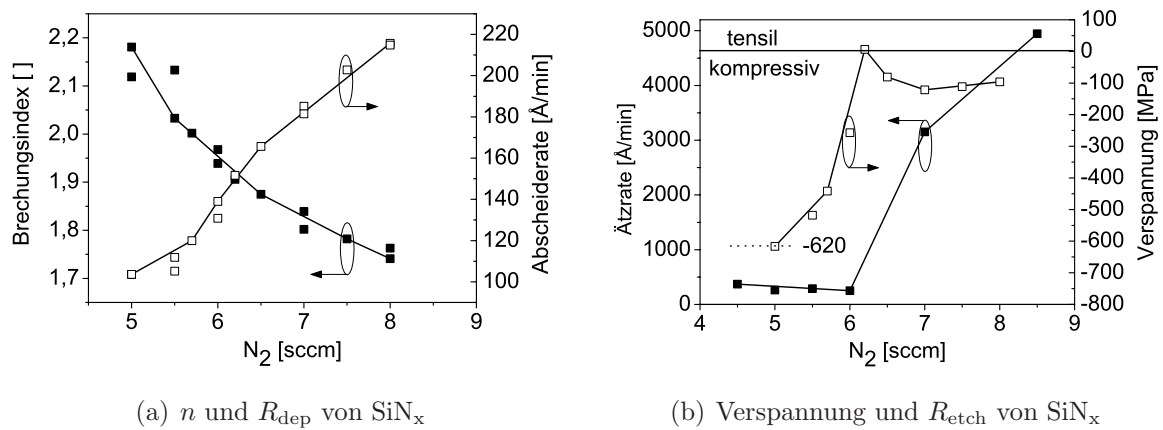


Abbildung C.14: SiN_x: SiH₄ = 6,5 sccm; P_{ICP} = 200 W; P_{RF} = 0 W; P_{dep} = 5,0 mTorr

SiH₄- & N₂O-Fluss

Einfluss des **SiH₄-Flusses** bei konstantem Druck auf SiO_x.

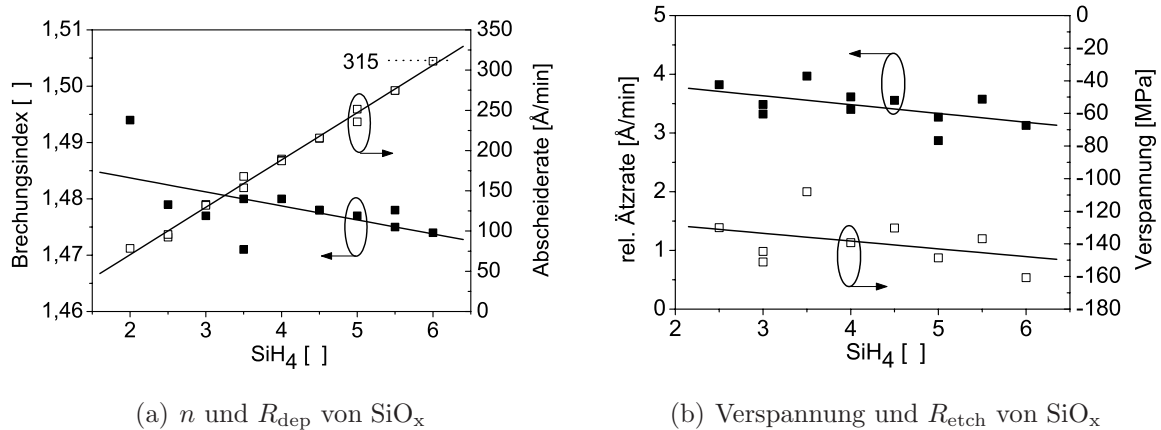


Abbildung C.15: SiO_x : N₂O = 12,0 sccm; $P_{\text{ICP}} = 500$ W; $P_{\text{RF}} = 75$ W; $P_{\text{dep}} = 6,0$ mTorr

Einfluss des **N₂O-Flusses** bei konstantem Druck auf SiO_x.

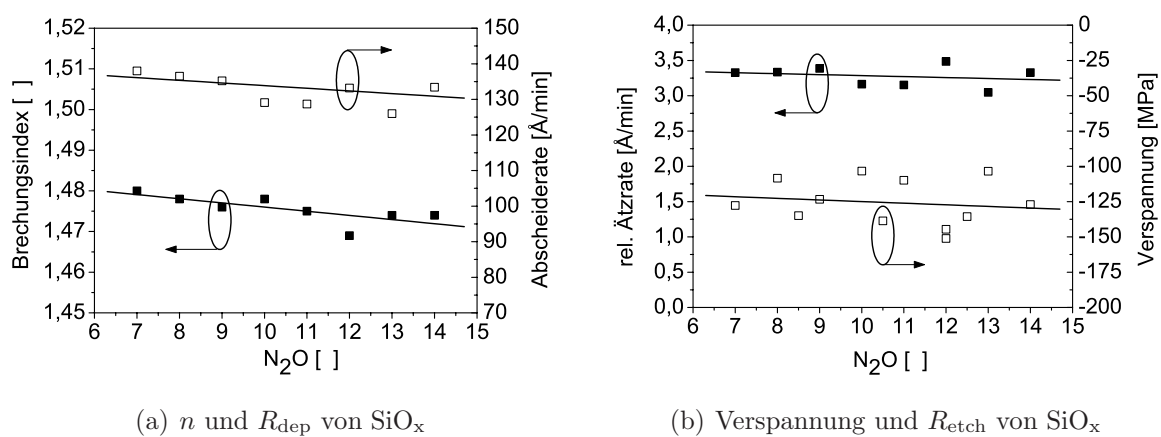
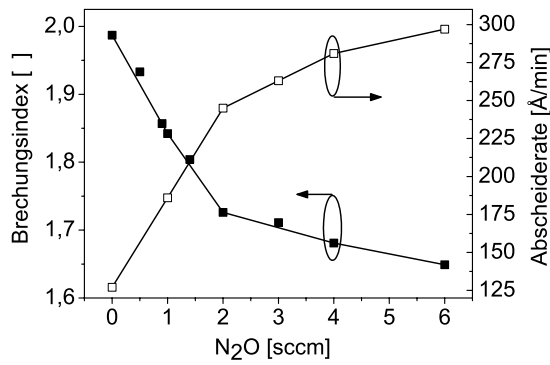


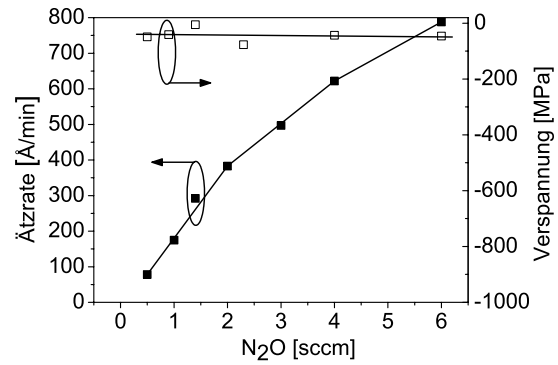
Abbildung C.16: SiO_x : SiH₄ = 3,0 sccm; $P_{\text{ICP}} = 500$ W; $P_{\text{RF}} = 75$ W; $P_{\text{dep}} = 6,0$ mTorr

SiO_xN_y

Einfluss bei veränderlichem N_2O -Fluss auf SiO_xN_y ohne kapazitiv gekoppelte Leistung
 $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$.



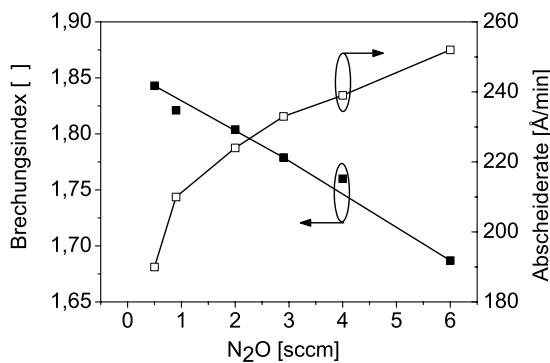
(a) n und R_{dep} mit $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$



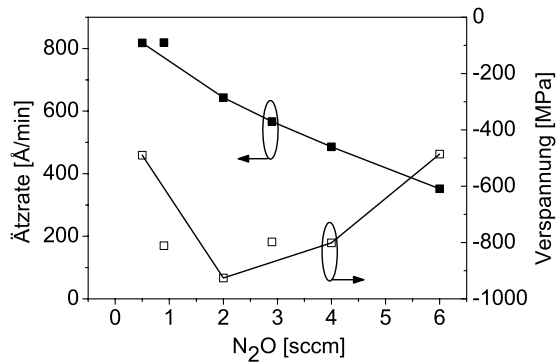
(b) Verspannung und R_{etch} mit $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$

Abbildung C.17: SiO_xN_y : $\text{SiH}_4 = 7 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 6 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 8,0 \text{ mTorr}$

Einfluss bei veränderlichem N_2O -Fluss auf SiO_xN_y mit kapazitiv gekoppelte Leistung
 $P_{\text{RF}} = 150 \text{ W}$.



(a) n und R_{dep} mit $P_{\text{RF}} = 150 \text{ W}$



(b) Verspannung und R_{etch} mit $P_{\text{RF}} = 150 \text{ W}$

Abbildung C.18: SiO_xN_y : $\text{SiH}_4 = 7 \text{ sccm}$, $\text{N}_2 = 6 \text{ sccm}$; $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{dep}} = 8,0 \text{ mTorr}$

Anhang D

Transfer-Matrix-Methode

Die spektralen Verläufe der Reflexion, Transmission und Absorption von DBRs (siehe Kapitel 5) und von Einzelschichten (siehe Kapitel 3.1) werden mit der Transfer-Matrix-Methode berechnet.

Die Herleitung [60, 8, 37, 5] erfolgt durch Betrachtung einer beliebigen Schicht, wie es in Abbildung D.1 an einer ebenen Schicht dargestellt ist. Diese Schicht kann z.B. innerhalb einer Mehrfachschicht sein. Für die Betrachtung wird innerhalb der Schicht von ebenen hin- (in $+z$ -Richtung) und rücklaufenden (in $-z$ -Richtung) Wellen ausgegangen, wie es allgemein in Gl. D.1 für das elektrische Feld $E(z)$ und in Gl. D.2 für das magnetische Feld $H(z)$ angegeben ist.

$$E(z) = E_h(z) + E_r(z) = E_1 e^{-jk_0 \underline{n} z} + E_2 e^{+jk_0 \underline{n} z} \quad (\text{D.1})$$

$$H(z) = \frac{1}{Z} E(z) = \frac{1}{Z} \cdot (E_1 e^{-jk_0 \underline{n} z} - E_2 e^{+jk_0 \underline{n} z}) \quad (\text{D.2})$$

E_1 und E_2 sind die Amplituden der hin- und rücklaufenden Wellen, k_0 ist die Wellenzahl und $Z = Z_0 / \underline{n}$ ist der Feldwellenwiderstand im Medium bzw. in der Schicht. \underline{n} ist

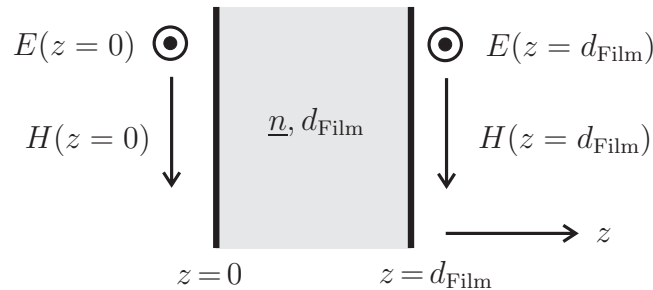


Abbildung D.1: Betrachtung elektrischer und magnetischer Felder an einer Schicht.

der komplexe Brechungsindex $\underline{n} = n - j\kappa$, wobei mit dem Extinktionskoeffizient κ die Verluste im Medium berücksichtigt werden. Der Extinktionskoeffizient κ ist mit dem Absorptionskoeffizient a mit $\kappa = \frac{a \cdot c_0}{4\pi\nu}$ verknüpft, wobei der Absorptionskoeffizient a mit der Dämpfungskonstante α' mit $a = 2\alpha'$ verknüpft ist [5, 60, 101]. An den Grenzflächen der Schicht $z = 0$ und $z = d_{\text{Film}}$ muss die Stetigkeitsbedingung der hin- und rücklaufende Wellen an das angrenzende Medium erfüllt sein (siehe Gl. D.3 bis D.6).

$$E(z = 0) = E_1 + E_2 \quad (\text{D.3})$$

$$H(z = 0) = \frac{1}{Z} (E_1 - E_2) \quad (\text{D.4})$$

$$E(z = d_{\text{Film}}) = E_1 e^{-jk_0 \underline{n} d_{\text{Film}}} + E_2 e^{+jk_0 \underline{n} d_{\text{Film}}} \quad (\text{D.5})$$

$$H(z = d_{\text{Film}}) = \frac{1}{Z} (E_1 e^{-jk_0 \underline{n} d_{\text{Film}}} - E_2 e^{+jk_0 \underline{n} d_{\text{Film}}}) \quad (\text{D.6})$$

Mit Gl. D.5 und D.6 folgen die Gl. D.7 und D.8.

$$E(z = d_{\text{Film}}) + ZH(z = d_{\text{Film}}) = 2E_1 \cdot e^{-jk_0 \underline{n} d_{\text{Film}}} \quad (\text{D.7})$$

$$E(z = d_{\text{Film}}) - ZH(z = d_{\text{Film}}) = 2E_2 \cdot e^{+jk_0 \underline{n} d_{\text{Film}}} \quad (\text{D.8})$$

Gl. D.7 und D.8 nach den Amplituden E_1 und E_2 aufgelöst und in Gl. D.3 und D.4 eingesetzt, erhält man ein lineares Gleichungssystem in Matrix-Schreibweise, mit der der Zusammenhang der Felder an den Grenzflächen einer Schicht angegeben wird:

$$\begin{pmatrix} E(z = 0) \\ H(z = 0) \end{pmatrix} = M_{\text{Schicht}} \begin{pmatrix} E(z = d_{\text{Film}}) \\ H(z = d_{\text{Film}}) \end{pmatrix} \quad (\text{D.9})$$

$$\text{mit} \quad M_{\text{Schicht}} = \begin{pmatrix} \cos(k_0 \underline{n} d_{\text{Film}}) & jZ \cdot \sin(k_0 \underline{n} d_{\text{Film}}) \\ j\frac{1}{Z} \cdot \sin(k_0 \underline{n} d_{\text{Film}}) & \cos(k_0 \underline{n} d_{\text{Film}}) \end{pmatrix} \quad (\text{D.10})$$

M_{Schicht} ist die charakteristische Matrix der Schicht und mit der Multiplikation von Matrizen $M_{\text{Schicht},l}$ von einzelnen Schichten erhält man die charakteristische Matrix eines Mehrschichtsystems (siehe Gl. D.11), die aus m Schichten besteht.

$$M_{\text{total}} = M_{\text{Schicht},1} \cdot M_{\text{Schicht},2} \cdot \dots \cdot M_{\text{Schicht},m} \quad (\text{D.11})$$

Mit Gl. D.12 und D.13 erhält man den Reflexions- r und den Transmissionskoeffizienten t . M_{11} bis M_{22} sind die Elemente der charakteristischen Matrix M_{total} und n_0 sowie n_s die Brechungsindex vom umgebenden Medium wie Luft und Substrat.

$$r = \frac{n_0 Z M_{11} + n_0 n_s M_{12} - Z^2 M_{21} - n_s Z M_{22}}{n_0 Z M_{11} + n_0 n_s M_{12} + Z^2 M_{21} + n_s Z M_{22}} \quad (\text{D.12})$$

$$t = \frac{2n_0 Z}{n_0 Z M_{11} + n_0 n_s M_{12} + Z^2 M_{21} + n_s Z M_{22}} \quad (\text{D.13})$$

Für eine verlustlose $\lambda/4$ -Schicht wird der Brechungsindex reell ($\underline{n}=n$) und damit auch der Feldwellenwiderstand $Z = Z_0/n$. Die Matrix D.10 vereinfacht sich mit $k_0 n d_{\text{Film}}$ bzw. $d_{\text{Film}} = \lambda/(4 \cdot n)$ zu:

$$M_{\text{Schicht}} = \begin{pmatrix} 0 & j \frac{Z_0}{n} \\ j \frac{n}{Z_0} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{D.14})$$

Antireflexionsschicht

Für eine Antireflexionsschicht, die aus einer verlustlose $\lambda/4$ -Schicht mit dem Brechungsindex n_{AR} besteht, folgt aus Gl. D.12 und den Elementen der Matrix D.14 die Gl. D.15, die auch im Kapitel 4.3 mit Gl. 4.3 angegeben ist:

$$r = \frac{n_0 \cdot n_{\text{Substrat}} - n_{\text{AR}}^2}{n_0 \cdot n_{\text{Substrat}} + n_{\text{AR}}^2} \quad (\text{D.15})$$

Maximale Reflexion vom DBR

Bei einem Schichtenpaar aus verlustlosen $\lambda/4$ -Schichten mit den Brechungsindizes n_{high} und n_{low} besteht die Matrix D.10 aus:

$$M_{\text{Paar}} = \begin{pmatrix} -\frac{n_{\text{low}}}{n_{\text{high}}} & 0 \\ 0 & -\frac{n_{\text{high}}}{n_{\text{low}}} \end{pmatrix} \quad (\text{D.16})$$

Bei p Schichtenpaare und einer alternierenden Abfolge des Brechungsindex folgt:

$$M_{2p} = \begin{pmatrix} \left(-\frac{n_{\text{low}}}{n_{\text{high}}}\right)^p & 0 \\ 0 & \left(-\frac{n_{\text{high}}}{n_{\text{low}}}\right)^p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{D.17})$$

Daraus folgt für Gl. D.12:

$$r = \frac{n_0 Z M_{11} - n_s Z M_{22}}{n_0 Z M_{11} + n_s Z M_{22}} \quad (\text{D.18})$$

,so dass man die Leistungsreflexion $R = |r|^2$ eines DBRs bei der Zentralwellenlänge erhält, die mit Gl. 5.2 auf S.84 angegeben ist [60].

Bei einer ungeraden Anzahl von Schichten muss die Matrix D.17 noch mit der Matrix einer einzelnen Schicht multipliziert werden (siehe Gl.D.19), um die Gl. 5.3 auf S.84 zu erhalten.

$$M_{2p+1} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & j \frac{Z_0}{n_{\text{high}}} \cdot \left(-\frac{n_{\text{low}}}{n_{\text{high}}}\right)^p \\ j \frac{n_{\text{high}}}{Z_0} \cdot \left(-\frac{n_{\text{high}}}{n_{\text{low}}}\right)^p & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{D.19})$$

Anhang E

Reflexion und Transmission

Der Messaufbau der Freistrahlstrecke zur Messung der Reflexion und Transmission eines DBRs ist in der Abbildung E.1 zu sehen.

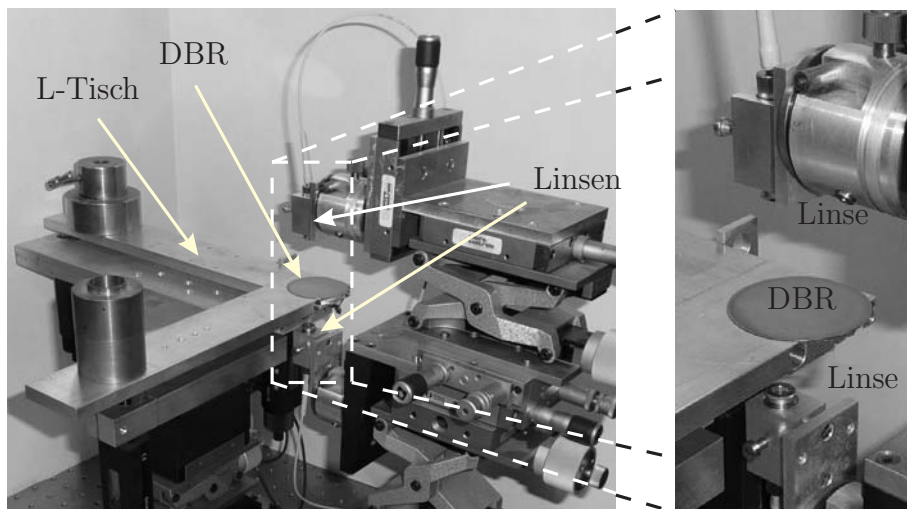


Abbildung E.1: Messaufbau für die Reflexion und Transmission des DBRs.

Die folgenden Punkte beschreiben den Messablauf:

Ausrichten der Linsen

Für die grobe Justierung der Linsen wird Infrarot-Indikatorpapier verwendet und an die Stelle gelegt, wo anschließend der DBR sein wird. Als Strahlungsquelle für das Ausrichten der Linsen wird ein DFB-Laser mit einer Wellenlänge von $1,55\ \mu\text{m}$ verwendet. Der L-Tisch (siehe Abbildung E.1) wird mitsamt dem Indikatorpapier hoch- und runtergefahren und die Linsen werden dabei ausgerichtet. Das Licht sollte senkrecht auf das

Indikatorpapier bzw. anschließend auf den DBR einstrahlen. Nach der Grobjustierung erfolgt die Feinjustierung der Linsen zueinander, so dass durch die Freistrahlstrecke die maximale Leistung übertragen wird.

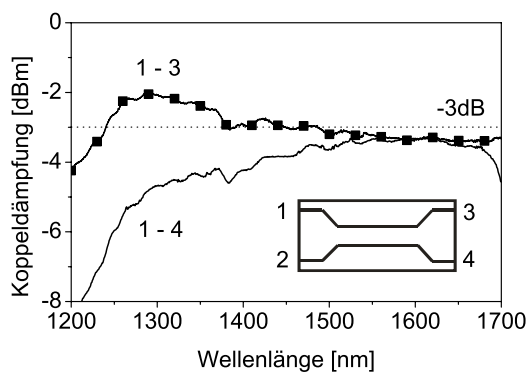
Für die nun folgenden Messungen wird der DFB-Laser durch eine LED ausgetauscht.

Reflexionsmessung des Referenzspiegels

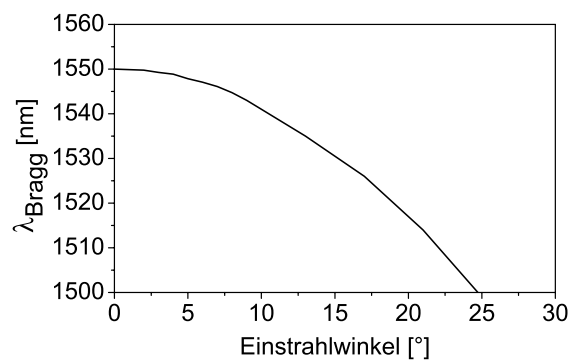
Der Gold-Referenzspiegel wird in die Freistrahlstrecke gebracht und zu oberen Sammellinse optimal ausgerichtet, bis die maximale reflektierte Leistung gemessen wird. Der spektrale Verlauf der reflektierten Leistung wird im OSA gespeichert. Die Einstellungen am OSA sind:

- Auflösungsbandbreite 10 nm
- Videobandbreite 50 Hz
- Empfindlichkeit -85 dBm
- Mittelwert 10

Die Anwendung eines Kopplers ist für die Reflexionsmessung geeignet, da er eine breitbandige Übertragung von 1300 nm bis 1700 nm ermöglicht, wie es in Abbildung E.2(a) dargestellt ist.



(a)



(b)

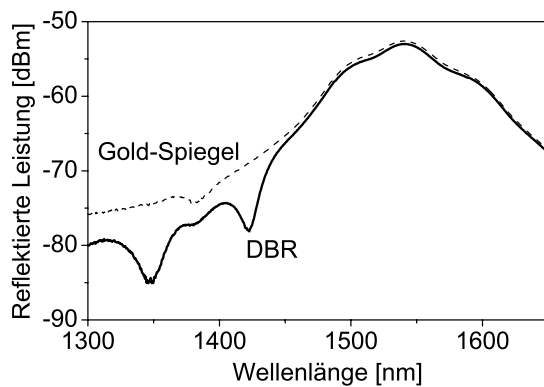
Abbildung E.2: (a) Koppeldämpfung von Tor 1 auf Tor 3 sowie von Tor 1 auf Tor 4 (b) Berechnungen zum Einfluss des Verkipfungswinkels auf die Bragg-Wellenlänge λ_{Bragg} .

Transmissionsmessung

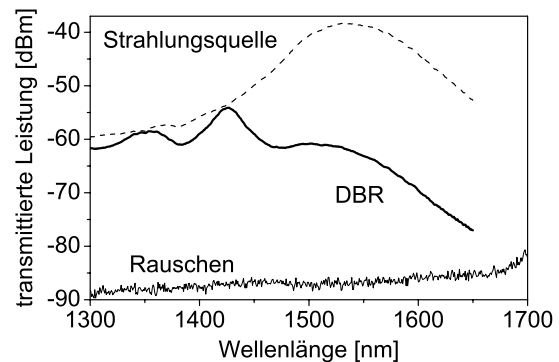
Nach dem Entfernen des Referenzspiegels wird die Leistung gemessen, die durch die Freistrahlstrecke strahlt. Anschließend wird der DBR in die Freistrahlstrecke eingefügt und die Transmission gemessen. Da der L-Tisch bereits bei der Messung des Referenzspiegels ausgerichtet ist, kann die waagerechte Ausrichtung des Tisches für die Transmissionsmessung verwendet werden. Wie es in Abbildung E.2(b) zu sehen ist, würde sich bei der Transmissionsmessung erst bei einer Verkipfung des Spiegels von 5° eine Beeinflussung des spektralen Verlaufes bemerkbar machen. Nach der Transmissionsmessung sollten die Einstellungen der Linsen und die Position des Wafers auf dem L-Tisch nicht mehr verändert werden. Zur weiteren Optimierung der Ausrichtung kann der DBR leicht verkippt werden.

Reflexionsmessung des DBRs

Der DBR wird wie der Referenzspiegel optimal zu oberen Sammellinse ausgerichtet, so dass die maximale reflektierte Leistung gemessen wird. Abbildung E.3(a) und E.3(b) zeigen die Reflexion und Transmission vor der Normierung.



(a) Reflexionsmessung



(b) Transmissionsmessung

Abbildung E.3: (a) Reflexions- und (b) Transmissionsmessung eines DBRs vor der Normierung.

Anhang F

Bragg-Reflektoren

DBR230608

Volumenmikromechanischer DBR für $\lambda_{\text{Bragg}} = 1,55 \mu\text{m}$.

DBR	11,5 Perioden; $L_{\text{DBR}} = 5,34 \mu\text{m}$ (theoretisch)
SiN _x	$\text{SiH}_4 = 7,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 5,8 \text{ sccm}$; Druck = 7,5 mTorr $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 40^\circ\text{C}$; $P_{\text{He}} = 2,0 \text{ Torr}$ $n @ 632 \text{ nm} = 1,958$ (Mittelwert) Gl. 5.11 $\Rightarrow n @ 1550 \text{ nm} = 1,912 \Rightarrow d_{\text{Film}} = 2026 \text{ \AA}$ $R_{\text{dep}} = 146 \text{ \AA/min}$ $\Rightarrow t_{\text{dep}} = 13' 52''$ $\sigma = -168 \text{ MPa}$
SiO _x	$\text{SiH}_4 = 3,5 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; Druck = 5,0 mTorr $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 40^\circ\text{C}$; $P_{\text{He}} = 2,0 \text{ Torr}$ $n @ 632 \text{ nm} = 1,467$ (Mittelwert) Gl. 5.12 $\Rightarrow n @ 1550 \text{ nm} = 1,461 \Rightarrow d_{\text{Film}} = 2652 \text{ \AA}$ $R_{\text{dep}} = 207 \text{ \AA/min}$ $\Rightarrow t_{\text{dep}} = 12' 49''$ $\sigma = +17 \text{ MPa}$
Messungen	$\lambda_{\text{Bragg}} = 1548 \text{ nm}$; $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}/2 = 173 \text{ nm}$; $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}/2 \approx 107 \text{ nm}$; $R_{\text{DBR}} = 99,7 \%$; $T_{\text{DBR}} = 0,2 \%$; $A_{\text{DBR}} = 0,1 \%$

DBR200808

Planarer DBR für $\lambda_{\text{Bragg}} = 1,55 \mu\text{m}$ für oberflächenmikromechanischen Filter.

DBR	11,0 Perioden + $\lambda/2$ -SiN _x -Schicht; $L_{\text{DBR}} = 5,55 \mu\text{m}$ (theoretisch)
SiN _x	<p>SiH₄ = 8,0 sccm; N₂ = 7,4 sccm; Druck = 7,0 mTorr $P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 80 \text{ }^\circ\text{C}$; $P_{\text{He}} = 2,0 \text{ Torr}$ $n @ 632 \text{ nm} = 1,945$ (Mittelwert) Gl. 5.11 $\Rightarrow n @ 1550 \text{ nm} = 1,899 \Rightarrow d_{\text{Film}} = 2040 \text{ \AA}$ $R_{\text{dep}} = 170 \text{ \AA/min}$ $\Rightarrow t_{\text{dep}} = 11'50''$ ($\lambda/4$-Schicht) $\Rightarrow t_{\text{dep}} = 23'40''$ ($\lambda/2$-Schicht) $\sigma = -61 \text{ MPa}$</p>
SiO _x	<p>SiH₄ = 3,0 sccm; N₂O = 12,0 sccm; Druck = 5,0 mTorr $P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 80 \text{ }^\circ\text{C}$; $P_{\text{He}} = 2,0 \text{ Torr}$ $n @ 632 \text{ nm} = 1,467$ (Mittelwert) Gl. 5.12 $\Rightarrow n @ 1550 \text{ nm} = 1,461 \Rightarrow d_{\text{Film}} = 2654 \text{ \AA}$ $R_{\text{dep}} = 177 \text{ \AA/min}$ $\Rightarrow t_{\text{dep}} = 14'59''$ $\sigma = -27 \text{ MPa}$</p>
Messungen	<p>$\lambda_{\text{Bragg}} = 1526 \text{ nm}$; $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}/2 = 151 \text{ nm}$; $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}/2 \approx 112 \text{ nm}$; $R_{\text{DBR}} = 99,9 \%$; $T_{\text{DBR}} = 0,1 \%$; $A_{\text{DBR}} = 0,1 \%$</p>

DBR130109

Mikromechanischer DBR für $\lambda_{\text{Bragg}} = 1,55 \mu\text{m}$ für oberflächenmikromechanischen Filter. Damit der DBR sich nach oben wölbt, werden die ersten abgeschiedenen SiN_x -Schichten (SiN_x (I)) mit einer geringeren Verspannung abgeschieden als die zuletzt abgeschiedenen SiN_x -Schichten (SiN_x (II)).

DBR	11,5 Perioden; $L_{\text{DBR}} = 5,36 \mu\text{m}$
SiN_x (I)	$\text{SiH}_4 = 7,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 6,0 \text{ sccm}$; Druck = 6,5 mTorr
6 Schichten	$P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$; $P_{\text{He}} = 2,0 \text{ Torr}$ $n @ 632 \text{ nm} = 1,927$ (Mittelwert) Gl. 5.8 $\Rightarrow n @ 1550 \text{ nm} = 1,906 \Rightarrow d_{\text{Film}} = 2033 \text{ \AA}$ $R_{\text{dep}} = 157 \text{ \AA/min}$ $\Rightarrow t_{\text{dep}} = 12'56''$ $\sigma = +0,1 \text{ MPa}$
SiN_x (II)	$\text{SiH}_4 = 7,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 5,8 \text{ sccm}$; Druck = 8,0 mTorr
6 Schichten	$P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$; $P_{\text{He}} = 2,0 \text{ Torr}$ $n @ 632 \text{ nm} = 1,972$ (Mittelwert) Gl. 5.8 $\Rightarrow n @ 1550 \text{ nm} = 1,952 \Rightarrow d_{\text{Film}} = 1958 \text{ \AA}$ $R_{\text{dep}} = 139 \text{ \AA/min}$ $\Rightarrow t_{\text{dep}} = 14'06''$ $\sigma = -100 \text{ MPa}$
SiO_x	$\text{SiH}_4 = 3,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; Druck = 8,0 mTorr
11 Schichten	$P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 75 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$; $P_{\text{He}} = 2,0 \text{ Torr}$ $n @ 632 \text{ nm} = 1,465$ (Mittelwert) Gl. 5.10 $\Rightarrow n @ 1550 \text{ nm} = 1,459 \Rightarrow d_{\text{Film}} = 2657 \text{ \AA}$ $R_{\text{dep}} = 142 \text{ \AA/min}$ $\Rightarrow t_{\text{dep}} = 18'43''$ $\sigma = -145 \text{ MPa}$
Messungen	$\lambda_{\text{Bragg}} = 1534 \text{ nm}$; $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}/2 = 154 \text{ nm}$

DBR290408

Volumenmikromechanischer DBR für $\lambda_{\text{Bragg}} = 1,55 \mu\text{m}$ für abstimmbare VCSEL.

Damit der DBR sich in Richtung des GaAs-Substrates hineinwölbt, werden die ersten abgeschiedenen SiN_x -Schichten ($\text{SiN}_x \text{ I}$) mit einer höheren Verspannung abgeschieden und die letzten abgeschiedenen SiN_x -Schichten ($\text{SiN}_x \text{ II}$) mit geringeren Verspannung.

DBR	11,5 Perioden; $L_{\text{DBR}} = 5,32 \mu\text{m}$
$\text{SiN}_x \text{ (I)}$	$\text{SiH}_4 = 7,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 5,8 \text{ sccm}$; Druck = 8,0 mTorr
4 Schichten	$P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$; $P_{\text{He}} = 2,0 \text{ Torr}$ $n @ 632 \text{ nm} = 1,964$ (Mittelwert) Gl. 5.8 $\Rightarrow n @ 1550 \text{ nm} = 1,944 \Rightarrow d_{\text{Film}} = 1993 \text{ \AA}$ $R_{\text{dep}} = 144 \text{ \AA/min}$ $\Rightarrow t_{\text{dep}} = 13'50''$ $\sigma = -128 \text{ MPa}$
$\text{SiN}_x \text{ (II)}$	$\text{SiH}_4 = 7,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2 = 6,0 \text{ sccm}$; Druck = 7,0 mTorr
8 Schichten	$P_{\text{ICP}} = 200 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$; $P_{\text{He}} = 2,0 \text{ Torr}$ $n @ 632 \text{ nm} = 1,975$ (Mittelwert) Gl. 5.8 $\Rightarrow n @ 1550 \text{ nm} = 1,955 \Rightarrow d_{\text{Film}} = 1982 \text{ \AA}$ $R_{\text{dep}} = 148 \text{ \AA/min}$ $\Rightarrow t_{\text{dep}} = 13'23''$ $\sigma = -77 \text{ MPa}$
SiO_x	$\text{SiH}_4 = 4,0 \text{ sccm}$; $\text{N}_2\text{O} = 12,0 \text{ sccm}$; Druck = 4,5 mTorr
11 Schichten	$P_{\text{ICP}} = 500 \text{ W}$; $P_{\text{RF}} = 0 \text{ W}$; $T_{\text{dep}} = 40 \text{ }^\circ\text{C}$; $P_{\text{He}} = 2,0 \text{ Torr}$ $n @ 632 \text{ nm} = 1,471$ (Mittelwert) Gl. 5.10 $\Rightarrow n @ 1550 \text{ nm} = 1,465 \Rightarrow d_{\text{Film}} = 2645 \text{ \AA}$ $R_{\text{dep}} = 250 \text{ \AA/min}$ $\Rightarrow t_{\text{dep}} = 10'35''$ $\sigma = +10 \text{ MPa}$
Messungen	$\lambda_{\text{Bragg}} = 1587 \text{ nm}$; $\Delta\lambda_{\text{DBR},3\text{dB}}/2 = 161 \text{ nm}$, $\Delta\lambda_{\text{DBR},0.98}/2 \approx 115 \text{ nm}$; $R_{\text{DBR}} > 98 \%$; $T_{\text{DBR}} = 0,6 \%$

Anhang G

Überkritische Trocknung: Prozessablauf

Im Folgenden wird der Ablauf am Kritischen-Punkt-Trockner beschrieben:

- Nach dem Unterätzen der Opferschicht befindet sich die Probe im Wasser und die Ätzlösung ist durch das Wasser vollständig entfernt worden. Die Probe sollte während der ganzen folgenden Prozedur nicht mit Luft in Kontakt kommen.
- Das Wasser wird mit Isopropanol ausgetauscht. Der Austausch sollte gründlich erfolgen, so dass keine Wasserrückstände vorhanden sind.
- Die in Isopropanol befindliche Probe wird in den bereits auf $< 10^{\circ}\text{C}$ abgekühlten Kritischen-Punkt-Trockner hineingegeben und verschlossen. Anschließend wird flüssiges CO_2 in den Kritischen-Punkt-Trockner eingelassen. Die verwendete CO_2 -Flasche ist mit einem Steigrohr ausgestattet, so dass das flüssige CO_2 in die Kammer fließt. Ohne das Steigrohr würde nur gasförmiges CO_2 in die Kammer strömen. Das flüssige CO_2 strömt so lange in die Kammer des Kritischen-Punkt-Trockners bis der Flaschendruck keinen weiteren Anstieg des Kammerdruckes bewirkt (zwischen 40 und 50 bar).
- Anschließend erfolgt der Austausch des Isopropanols mit dem flüssigen CO_2 , indem das Abflussventil des Trockners und das Flaschenventil von der CO_2 -Flasche geöffnet wird und ständig flüssiges CO_2 in die Kammer strömt (engl.: „flushing“). Die Prozedur erfolgt so lange bis :

- kein IP mehr zu riechen ist,
- das am Ablassventil entstandene Trockeneis weiß ist,
- nach dem Schmelzen des CO_2 -Trockeneises keine Flüssigkeitsrückstände mehr zu sehen sind.

Wenn dies erreicht wird, dann wird die Kammer des Trockners mit flüssigem CO_2 gefüllt. Der Füllstand innerhalb des Trockners kann durch das Glasfenster kontrolliert werden. Anschließend werden alle Ventile verschlossen.

- Die Temperatur der Kammer wird erhöht, wodurch sich auch der Druck innerhalb der Kammer erhöht (siehe Pfeil A-B in Abbildung G.1). Bei ca. 31°C kann man durch das Sichtfenster des Trockners beobachten, dass sich die Grenzfläche zwischen dem flüssigen und gasförmigen CO_2 allmählich auflöst, wobei der Kammerdruck > 73 bar ist. Durch eine weitere Temperaturerhöhung erreicht man den überkritischen Bereich.
- Der Kammerdruck wird dann bei einer Temperatur zwischen $40 \dots 45^\circ\text{C}$ durch das Öffnen des Ablassventiles abgesenkt, bis Atmosphärendruck erreicht wird und die Kammer geöffnet werden kann. Beim Absenken des Kammerdruckes ist die Temperatur unverändert (siehe Pfeil B-C in Abbildung G.1).

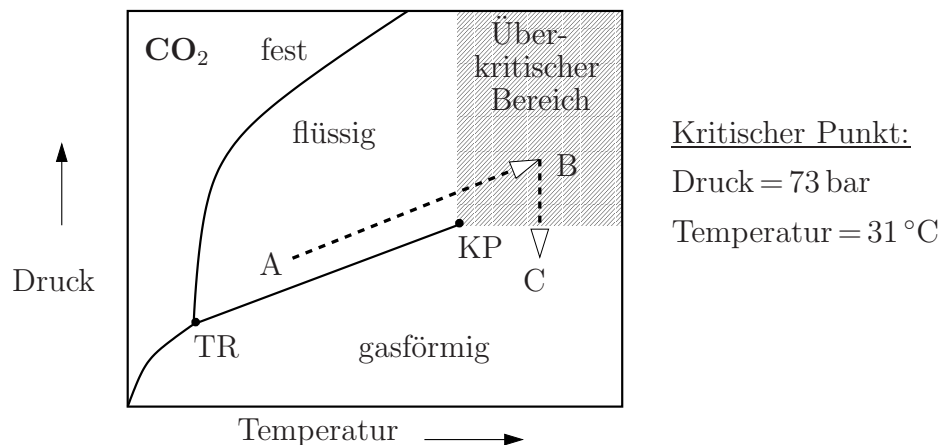


Abbildung G.1: Druck-Temperatur-Diagramm von Kohlendioxid.

Literaturverzeichnis

- [1] B.E.A. Saleh, M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics - Second Edition*. Wiley-Interscience, A John Wiley & Sons, Inc., Publication, 2007.
- [2] T. Tsuritani, K. Ishida, A. Agata, K. Shimomura, et.al. "70-GHz-Spaced 40x42 Gb/s Transpacific Transmission Over 9400 km Using Prefiltered CSRZ-DPSK Signals, All-Raman Repeaters, and Symmetrically Dispersion-Managed Fiber Spans". *Journal of Lightwave Technology*, Vol.22(1):215–224, Januar 2005.
- [3] G. Gerlach, W. Dötzel. *Grundlagen der Mikrosystemtechnik : Lehr- und Fachbuch*. Carl Hanser Verlag München Wien, 1997.
- [4] H.F. Schlaak. *Mikrosystemtechnik I (MST I)*. Vorlesungsskript, TU Darmstadt, 2008.
- [5] K. Petermann, E. Voges. *Optische Kommunikationstechnik: Handbuch fuer Wissenschaft und Industrie*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, Juni 2002.
- [6] J. Peerlings. *Mikromechnisch abstimmbare Zweichip-Fabry-Perot-Filter und Empfänger für Wellenlängenmultiplex-Systeme*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 1999.
- [7] M. Aziz. *Mikromechanisch abstimmbare WDM-Filter mit halbsymmetrischem Resonator und ihrer Systemintegration*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2003.
- [8] H. Halbritter. *Entwicklung und Charakterisierung mikromechanische abstimmbarer Komponenten für optische Kommunikationssysteme*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2005.
- [9] F. Riemenschneider. *Mikromechnisch abstimmbare vertikal emittierende Laserdioden*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [10] B. Kögel. *Mikromechanisch weit abtimmbare Oberflächen-emittierende Laserdioden für Sensoranwendungen*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2009.

- [11] R. Williams. *Modern GaAs Processing Methods*. Artech House, Boston London, 1990.
- [12] W. Prost. *Technologie der III/V-Halbleiter*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1997.
- [13] W. Menz, J. Mohr. *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*. 2.erw. Auflage, 433 Seiten, Weinheim : Wiley-VCH, 1997.
- [14] E. Hering, R.Martin, M. Stohrer. *Physik für Ingenieure*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1999.
- [15] G. Franz. *Kalte Plasmen - Grundlagen, Erscheinungen, Anwendungen*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1990.
- [16] C.Y. Chang, S.M. Sze. *ULSI Technology*. McGraw-Hill Companies Inc., 1996.
- [17] J.Grehn, A. von Hessberg, H.-G. Holz, J. Krause, H. Krüger, H. K. Schmidt. *Metzler Physik*. 2.Auflage, J.B. Metzlersche Verlagsbuchhandlung Stuttgart, 1993.
- [18] L. Wang, H.S. Reehal, F.L. Martinez, E.S. Andres, A del Prado. "Characterization of nitrogen-rich silicon nitride films grown by the electron cyclotron resonance plasma technique". *Semicond. Sci. Technol.*, 18:633–641, 2003.
- [19] D. Widmann, H. Marder, H. Friedrich. *Technologie hochintegrierter Schaltungen*. 2.Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1996.
- [20] G. Franz. *Niederdruckplasmen und Mikrostrukturtechnik*. 3.Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2004.
- [21] N. Harris. *Modern Vacuum Practice*. McGraw-Hill book company Europe, 1989.
- [22] K. Seshan. *Handbook of thin-film deposition processes and techniques - Principles, methods, equipment und applications*. Noyes Publications / William undrew Publishing, Norwisch, New York, U.S.A., 2002 (second edition).
- [23] H. Dun, P.Pan, F.R. White, R.W. Douse. "Mechanisms of Plasma- Enhanced Silicon Nitride Deposition Using SiH₄/N₂ Mixture". *J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science and Technology*, Vol.128(7):1555–1563, July 1981.
- [24] M.H. Francombe, J.L. Vossen. *Physics of Thin Films - Plasma Sources for thin film Deposition und Etching*. vol.18, Academic Press, 1994.

- [25] R.F. Bunshah. *Handbook of Deposition Technologies for Films und Coatings - Science, Technology und Applications*. Noyes Publications, Fairview Avenue, Westwood, New Jersey, 1994.
- [26] M. Konuma. *Film Deposition by Plasma Techniques*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1992.
- [27] J. Stein. *Niedertemperatur-Deposition von Siliziumdioxid mittels Remote-PECVD*. Dissertation, RWTH-Aachen, 1999.
- [28] H.-U. Schreiber. *Herstellung und Eigenschaft hochdurchschlagfester aufgestäubter SiO₂-Schichten*. Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 1973.
- [29] W.A. Pliskin. "Comparison of properties of dielectric films deposited by various methods". *J. Vac. Sci. Technol.*, Vol.14(5):1064–1080, 1977.
- [30] Shiliang Wu. *Charakterisierung und Anwendung von PECVD-Isolatorschichten bezüglich elektrischer, optischer und mechanischer Eigenschaften*. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt - Institut für Halbleitertechnik, 1999.
- [31] W. Kern, R.S. Rosler. "Advances in deposition processes for passivation films". *J. Vac. Sci. Technol.*, Vol.14(5):1082–1099, 1977.
- [32] H. Zhou, C. Sim, A. Glidle, C. Hodson, R. Kinsey, C.D.W. Wilkinson. "Properties of Silicon Nitride by Room-Temperature Inductively Coupled Plasma Deposition". *Plasma Processes und Polymers: 16th International Symposium on Plasma Chemistry; Wiley- VCH Verlag GmbH und Co*, pages 77–86, Italy, 22-27 June, 2003.
- [33] K.B. Sundaram, R.E. Sah, H. Baumann, K. Balachundran, R.M. Todi. "Wet etching studies of silicon nitride thin films deposited by electron cyclotron resonance (ECR) plasma enhanced chemical vapor deposition". *Microelectronic Engineering*, 70:109–114, 2003.
- [34] H.G. Tompkins, E.A. Irene. *Handbook of Ellipsometry*. William Andrew Publishing, Springer-Verlag GmbH & Co. KG, 2005.
- [35] *AutoEL-III - Automatic Ellipsometer Instruction Manual*. copyright 1982, Rudolph Research.
- [36] K. Petermann. *Einführung in die optische Nachrichtentechnik*. Vorlesungsskript, TU Berlin, 2003.
- [37] P. Meissner. *Optische Nachrichtentechnik I & II*. Vorlesungsskript, TU Darmstadt, 2002.

- [38] *Properties of Gallium Arsenide - Second Edition*. EMIS Datareviews Series No.2, INSPEC Publication, 1990.
- [39] S. Lee, G. Ditmer, N. Singh, C. Hodson, A. Goodyear, M. Cooke. "Thick-film Doped-oxide Deposition Process for Applications in Planar Lightwave Circuit Fabrication". *Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices*, (1097-2137, 7977250):441–445, 2002.
- [40] A. Böge. *Technische Mechanik*. Vieweg, Fachbücher der Technik, 2006.
- [41] A. Tarraf. *Low-Cost Micromechanically Tunable Optical Devices: Strained Resonator Engineering Technological Implementation and Characterization*. Dissertation, Universität Kassel, 2005.
- [42] Sascha Dern. *Entwicklung von Planarisierungsverfahren zur Mehrlagenmetallisierung für integrierte VLSI-Schaltkreise*. Diplomarbeit, Technische Hochschule Darmstadt - Institut für Halbleitertechnik, 1997.
- [43] S.P.Murarka. *Metallization, Theory and Practice for VLSI and ULSI*. Butterworth-Heinemann, 1993.
- [44] S.M. Sze. *Semiconductor Sensors*. Wiley, New York, 1994.
- [45] A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs und InP*. Vilnius, Science und Encyclopedia Publisher, 1994.
- [46] A. Tarraf, J. Daleiden, S. Irmer, D. Prasai, H. Hillmer. "Stress investigation of PECVD dielectric layers for advanced optical MEMS". *J. Micromech. Microeng.*, Vol.14:317–323, 2004.
- [47] K.-S. Chen, X. Zhang, S.-Y. Lin. "Intrinsic stress generation and relaxation of plasma-enhanced chemical vapor deposited oxide during deposition and subsequent thermal cycling". *Thin Solid Films*, Vol.434:190–202, 2003.
- [48] "Technical Data: BOE - Buffered Oxide Etchants". *General Chemical*, Electronic Chemical Group, 2000.
- [49] K.R. Williams, K. Gupta, M. Wasilik. "Etch rates for micromachining processing - Part II". *Journal of Microelectromechanical Systems*, Vol.12(6).
- [50] K.R. Williams, R. Muller. "Etch rates for micromachining processing". *Journal of Microelectromechanical Systems*, Vol.5(4):256–269, 1996.

- [51] A. B. Vogt. *Technologiebeiträge zur Herstellung von Heterostrukturbauelementen aus dem Halbleiter InAs/ GaSb/ AlSb*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 1998.
- [52] A. Stoffel, A. Kovacs, W. Kronast, B. Mueller. "LPCVD against PECVD for micro-mechanical applications". *J. Micromech. Microeng.*, Vol.6(3):1–13, 1996.
- [53] G. Beshkov, S. Lei, V. Lazarova, N. Nedev, S.S. Georgiev. "IR and Raman absorption spectroscopic studies of APCVD, LPCVD and PECVD thin SiN films". *Vacuum*, Vol.69:301–305, 2003.
- [54] S.V. Nguyen. "Plasma assisted chemical vapor deposited thin films for microelectronic applications". *J. Vac. Sci. Technol. B* 4, Vol.5:1159–1167, 1986.
- [55] W.A. Lanford, M.J. Rand. "The hydrogen content of plasma-deposited silicon nitride". *J. Appl. Phys.*, Vol. 49(4):2473–2477, April 1978.
- [56] P. Temple-Boyer, C. Rossi, E. Saint-Etienne, E. Scheid. "Residual stress in low pressure chemical vapor deposition SiNx films deposited from silane and ammonia". *J. Vac. Sci. Technol. A*, Vol.16.
- [57] E. Dehan, P. Temple-Boyer, R. Henda, J.J. Pedroviejo, E. Scheid. "Optical and structural properties of SiOx and SiNx materials". *Thin Solid Films*, 226(Issue 1):14–19, 1995.
- [58] F.S. Pool. "Nitrogen plasma instabilities and the growth of silicon nitride by electron cyclotron resonance microwave plasma chemical vapor deposition". *J. Appl. Phys.*, Vol.81(6):2839–2846, March 1997.
- [59] J.R. Flemish, R.L. Pfeffer. "Low hydrogen content silicon nitride films from electron cyclotron resonance plasmas". *J. Appl. Phys.*, Vol.74(5):3277–3281, September 1993.
- [60] G.A. Reider. *Photonik - Eine Einführung in die Grundlagen*. Springer-Verlag Wien New York, 1997.
- [61] O. Kluth, G. Schöpe, J. Hüpkens, C. Agashe, J. Müller, B. Rech. "Modified Thornton model for magnetron sputtered zinc oxide: film structure and etching behaviour". *Thin Solid Films*, Vol. 442:80–85, 2003.
- [62] A. Thelen. *Design of optical interference coatings*. Mcgraw-Hill, February 1989.
- [63] C. Wilmsen, H. Temkin, L.A. Coldren. *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers - Design, Fabrication, Characterization and Applications*. Cambridge Studies in Modern Optics, 1999.

- [64] B. Koegel, M. Maute, H. Halbritter, F. Riemenschneider, G. Boehm, M.-C. Amann, P. Meissner. "Long-wavelength MEMS tunable vertical-cavity surface-emitting lasers with high sidemode suppression". *Journal of Optics A: Pure und Applied Optics*, Vol.8:S370–S376, 2006.
- [65] S. Jatta, B. Kögel, M. Maute, K. Zogal, F. Riemenschneider, G. Böhm, M.-C. Amann, P. Meißner. "Bulk-Micromachined VCSEL at 1.55 μm With 76nm Single-Mode Continuous Tuning Range". *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.21(24), December 15, 2009.
- [66] P. Tayebati, P. Wang, D. Vakhshoori, C.-C. Lu, M. Azimi, R. Sacks. "Half-Symmetric Cavity Tunable Microelectromechanical VCSEL with Single Spatial Mode". *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.10(12):1679–1681, Dezember 1998.
- [67] M. Maute. *Mikromechanisch abstimmbare Laser-Dioden mit Vertikalresonator*. Dissertation am Walter Schottky Institut, Technische Universität München, 2006.
- [68] S. Irmer. *Air-Gap Based Vertical Cavity Micro-Opto-Electro-Mechanical Fabry-Perot Filters*. Dissertation, Universität Kassel, 2005.
- [69] D.I. Babic, S.W. Corzine. "Analytic Expression for Refelction Delay, Penetration Depth und Absorptance of Quarter-Wave Dielectric Mirrors". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.28(2):514–524, February 1992.
- [70] D. Hohlfeld, H. Zappe. "An all-dielectric tunable optical filter based on thermo-optic effect". *Journal of optics A: Pure und applied Optics*, Vol.6:504–511, 2004.
- [71] H.Hultzs. *Optische Telekommunikationssysteme - Physik, Komponenten und System*. Damm-Verlag, Gelsenkirche, 1996.
- [72] P.B. Johnson, R.W. Christy. "Optical Constants of the Noble metals". *Physical Review B*, Vol.6(12):4370–4379, 1972.
- [73] R.S. Geels, S.W. Corzine, L.A. Coldren. "InGaAs Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers". *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol.27(6):1359–1367, 1991.
- [74] M. Ortsiefer. *Langwellige Vertikalresonator-Laserdiode im Materialsystem In-GaAlAs/InP*. Dissertation am Walter Schottky Institut, Technische Universität München, 2001.
- [75] H.-G. Wagemann, A. Schmidt. *Grundlagen der optoelektronischen Halbleiterbauelementen*. Teubner Studienbücher - Physik/Elektrotechnik, 1997.

- [76] R. Qiang, R. L. Chen, J. Chen. "Modeling electrical properties of gold films at infrared frequency using FDTD method". *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol.25(8):1263–1270, 2004.
- [77] N. Hodgson, H. Weber. *Optische Resonatoren - Grundlagen, Eigenschaften, Optimierungen*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1992.
- [78] C.-K. Kim, M.-L. Lee, C.-H. Jun. "Electrothermally Actuated Fabry-Pérot Tunable Filter With a High Tuning Efficiency". *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.16(8):1894–1896, August 2008.
- [79] H. Kogelnik, T. Li. "Laser Beams and Resonators". *Proceedings of the IEEE*, Vol.54(10):1312–1329, 1966.
- [80] J. Eichler, H. J. Eichler. *Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendung*. 6. Auflage, Springer-Verlag, 2006.
- [81] T.J. Rinke C. Koch. *Lithografie - Theorie und Anwendung von Fotolacken, Entwickeln, Ätzchemikalien und Lösemittel*. Microchemicals, 2006.
- [82] F. Riemenschneider, M. Maute, H. Halbritter, G. Boehm, M.-C. Amann, P. Meissner. "Continuously Tunable Long-Wavelength MEMS- VCSEL with over 40nm Tuning Range". *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.16(10):2212–2214, October 2004.
- [83] L.A. Coldren, G.A. Fish, Y. Akulova, J.S. Barton, L. Jahansson, C.W. Colden. "Tunable Semiconductor Lasers : A Tutorial". *Journal of Lightwave Technology*, Vol.22(1):193–202, 2004.
- [84] M. Ortsiefer, S. Baydar, K. Windhorn, G. Böhm, J. Roskopf, R. Shau, E. Rönneberg, W. Hofmann, M.-C. Amann. "2.5-mW Single-Mode Operation of 1.55- μ m Buried Tunnel Junction VCSELs". *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.17(8), August 2005.
- [85] E. Bruce. "Tunable Laser". *IEEE Spectrum*, Vol.39:35–39, 2002.
- [86] B. Koegel, H. Halbritter, S. Jatta, M. Maute, G. Boehm, M.-C. Amann, M. Lackner, M. Schwarzott, F. Winter, P. Meissner. "Simultaneous Spectroscopy of NH₃ und CO using a > 50nm Continuously Tunable MEMS-VCSEL". *IEEE Sensors Journal*, Vol.7(8):1483–1489, November 2007.
- [87] A.D. Kersey, M.A. Davis, H.J. Patrick, M. LeBlanc. "Fiber Grating Sensors". *Journal of Lightwave Technology*, Vol.15(8):1442–1463, August 1997.

- [88] Y. Matsui, R. Vakhshoori, P. Wang, P. Chen, C. Lu, M. Jiang, K. Knopp, S. Burroughs, P. Tayebati. "Complete Polarization Mode Control of Long-Wavelength Tunable Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers Over 65-nm Tuning, Up to 14-mW Output Power". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.39(9):1037–1048, September 2003.
- [89] D. Sun, W. Fan, P. Kner, J. Boucart, T. Kageyama, D. Zhang, R. Pathak, R. F. Nabiev, W. Yuen. "Long Wavelength-Tunable VCSELs With Optimized MEMS Bridge Tuning Structure". *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.16(3):714–716, March 2004.
- [90] A. Tarraf, F. Riemenschneider, M. Strassner, J. Daleiden, S. Irmer, H. Halbritter, H. Hillmer, P. Meissner. "Continuously tunable 1.55 μm VCSEL implemented by precisely curved dielectric top DBR involving tailored stress". *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.16(3), March 2004.
- [91] M. Maute, B. Koegel, G. Boehm, P. Meissner, M.-C. Amann. "MEMS-Tunable 1.55 μm VCSEL With Extended Tuning Range Incorporating a Buried Tunnel Junction". *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.18(5):688–690, March 2006.
- [92] T. Yano. "Wavelength Modulation Over 500kHz of Micromechanically Tunable InP-based VCSELs with Si-MEMS Technology". *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol.15(3):528–534, 2009.
- [93] M.C. Larson, A.R. Massengale, J.S. Harris. "Continuously tunable micromachined vertical cavity surface emitting laser with 18nm wavelength tuning range". *Electronics Letters*, Vol.32(4):330–331, February 1996.
- [94] P. Debernardi, B. Koegel, K. Zogal, P. Meissner, M. Maute, M. Ortsiefer, G. Böhm, M.-C. Amann. "Modal Properties of Long-Wavelength Tunable MEMS-VCSELs With Curved Mirrors : Comparison of Experiment und Modeling". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.44(4):391–399, April 2008.
- [95] G.D. Cole, E.S. Björlin, Q. Chen, C.-Y. Chan, S. Wu, C.S. Wang, N.C. MacDonald, J.E. Bowers. "MEMS-Tunable Vertical-Cavity SOAs". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.41(3):390–407, March 2005.
- [96] J. Wilk, R.P. Sarzala, W. Nakwaski. "The spatial hole burning effect in gain-guided vertical-cavity surface-emitting lasers". *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, 31:L11 – L15, 1998.

- [97] Y.-G. Zhao, J.G. McInerney. "Transverse-Mode Control of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers". *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol.32(11):1950–1958, November 1996.
- [98] T. Keating, S.H. Park, J.Minch, X. Jin, S.L. Chuang, T. Tanbun-Ek. "Optical gain measurements based on fundamental properties and comparison with many-body theory". *Journal of Applied Physics*, Vol.86(6):2945–2952, September 1999.
- [99] G. Birkl. "Atom-Chips, optische Gitter und Mikrolinsen - Quantencomputer mit neutralen Atomen". *Physik Journal*, pages 45–50, November 2005.
- [100] I.N. Bronstein, K.A. Semendajew, G. Musiol, H. Mühlig. *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, 1995.
- [101] K. Petermann. *Hochfrequenztechnik I & II*. Vorlesungsskript, TU Berlin, 1997.

Eigene Veröffentlichungen & betreute Arbeiten

Eigene Veröffentlichungen

- **S. Jatta**, B. Kögel, M. Maute, K. Zogal, F. Riemenschneider, G. Böhm, M.-C. Amann und P. Meißner: „Bulk-Micromachined VCSEL at 1.55 μm With 76nm Singel-Mode Continuous Tuning Range“, IEEE Photonics Technology Letters, Vol.21, 24, December 15, 2009.
- **S. Jatta**, K. Haberle, A. Klein, R. Schafranek, B. Koegel und P. Meissner: „Deposition of Dielectric Films with Inductively Coupled Plasma-CVD in Dependence on Pressure and Two RF-Power-Sources“, Plasma Process. Polym. - WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, S582 - S587, 2009.
- **S. Jatta**, K. Haberle, K. Singh, B. Koegel, H. Halbritter und P. Meissner: „Bulk-micromachined dielectric tunable optical filter realized with inductively coupled plasma chemical vapour deposition“, Advances in Optical Thin Films III - Proceedings of SPIE; Vol.7101; 71011D, SPIE 2008.
- **S. Jatta**, K. Zogal, B. Koegel, K. Haberle, C. Sydlo und P. Meissner: „Realization of tunable optical components with ICP-CVD“, Frequenz, Vol.62, p.96-99, March/April 2008.
- B.W. Kögel, K. Zogal, **S. Jatta**, C. Grasse, M.-C. Amman, G.D. Cole, M. Lackner, M. Schwarzott, F. Winter und P. Meissner: „Micromachined tunable vertical-cavity surface-emitting lasers with narrow linewidth for near infrared gas detection“, International Symposium on Optomechatronic Technologies (ISOT), SPIE 7266B, Paper 5.4, San Diego (CA), USA, Nov. 2008.
- B.W. Kögel, K. Zogal, **S. Jatta**, M. Maute, C. Grasse, M.-C. Amann und P. Meissner: „Small Signal Dynamics of an Electrically Pumped Long-Wavelength Tunable

- VCSEL“, Proceedings of the IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC), Paper P6, Sorrento, Italy, Sept. 2008.
- B. Koegel, H. Halbritter, **S. Jatta**, M. Maute, G. Boehm, M.-C. Amann, M. Lackner, M. Schwarzott, F. Winter und P. Meissner: „Simultaneous Spectroscopy of NH₃ und CO using a > 50nm Continuously Tunable MEMS-VCSEL“, IEEE Sensors Journal, Vol.7, 8, 1483-1489, November 2007.
 - B. Kögel, H. Halbritter, **S. Jatta**, P. Debernardi, M. Maute, M.-C. Amann und P. Meissner: „Tuning Dynamics of Micromachined Surface-Emitting Lasers with Broadband Long-Wavelength Coverage“, Proceedings of the IEEE/LEOS Photonics in Switching Conference, WA2.3, San Francisco, USA, Aug. 2007.
 - B. Kögel, H. Halbritte, **S. Jatta**, P. Meissner, M. Maute, G. Böhm und M.-C. Amann: „Linewidth of electrically pumped long-wavelength MEMS VCSELs“, Conference on Laser and Electro-Optics (CLEO/Europe), CB5-4-TUE, Munich, Germany, Jun. 2007.
 - P. Meissner, **S. Jatta**, K. Haberle, B. Kögel, K. Zogal: „Widely tunable VCSELs“, 2nd Sino-German Symposium on Optical Communication Networks (SOCN), Berlin, Germany, Sept. 2007.
 - E. Cho, D. Pavlidis, S. Seo, **S. Jatta**, B. Koegel und P. Meissner: „GaN/Air Gap Based Micro Opto Electro Mechanical Fabry-Pérot Filters“, International Workshop on nitride semiconductors, Kyoto, Japan, Oct 2006.
 - P. Meissner, B. Kögel, H. Halbritter, **S. Jatta**, K. Haberle, M. Maute, G. Böhm, M.-C. Amann, M. Lackner, M. Schwarzott, F. Winter: „Micromechanically Tuneable Long Wavelength VCSELs“ (**Invited**), Proceedings of the Chitose International Forum on Photonics Science and Technology (CIF'7), Session I.3, Chitose, Hokkaido, Japan, Nov. 2006.
 - M. Lackner, M. Schwarzott, F. Winter, B. Kögel, **S. Jatta**, H. Halbritter und P. Meissner: „CO and CO₂ spectroscopy using a 60 nm broadband tunable MEMS-VCSEL at 1.55 μ m“, OSA Optics Letters, vol. 31, no. 21, pp. 3170-3172, Nov. 2006.
 - B. Kögel, H. Halbritter, **S. Jatta**, G. Böhm, M. Maute, M. Lackner, M. Schwarzott, M.-C. Amann und P. Meissner: „Characteristics and Application of Long-Wavelength MEMS-Tunable VCSELs“, European Semiconductor Laser Workshop (ESLW), Nice, France, Sept. 2006.

- H. Halbritter, C. Sydlo, B. Kögel, F. Riemenschneider, **S. Jatta**, H. L. Hartnagel und P. Meissner: „Micromechanic Effects and their Impact on the Characteristics of MEMS-tunable Lasers“, Proceedings of the IEEE/LEOS International Conference on Optical MEMS and Their Applications (OMEMS), Session P21, pp. 118-119, Big Sky (MT), USA, Aug. 2006.
- P. Meissner, B. Kögel, F. Riemenschneider, H. Halbritter, **S. Jatta**, M. Maute und M.-C. Amann: „Tunable Long-Wavelength VCSELs using a Moveable Mirror Membrane“ (**Invited**), 18th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society (LEOS), Session TuS1, pp. 324-325, Sydney, Australien, Oct. 2005.
- B. Kögel, M. Maute, H. Halbritter, **S. Jatta**, G. Böhm, M.-C. Amann und P. Meissner: „High singlemode output power from long-wavelength VCSELs using curved micro-mirrors for mode control“, IEE Electronics Letters, vol. 41, no. 17, pp. 966-967, Aug. 2005.
- C. Gierl, G.D. Cole, B. Kögel, **S. Jatta**, K. Zogal, H. Davani und P. Meissner: „Mechanical properties of a movable micro-mirror membrane for electrostatically tunable optical filters and vertical-cavity surface-emitting lasers“, European Conference on Lasers and Electro-Optics 2009 and the European Quantum Electronics Conference. CLEO Europe - EQEC 2009. 06 August 2009.
- O. Yilmazoglu, L. Considine, E. Cho, D. Pavlidis, **S. Jatta**, and P. Meissner: „Selective Growth of GaN Diodes“, 34th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits - WOCSDICE 2010, Darmstadt/Seeheim, Germany, May 16-19, 2010
- H. A. Davani, C. Grasse, B. Kögel, P. Westbergh, C. Gierl, K. Zogal, **S. Jatta**, G. Böhm, T. Gründl, P. Meissner, A. Larsson and M.-C. Amann: „Widely Tunable High-Speed Bulk-Micromachined Short-Wavelength MEMS-VCSEL“, 2010 IEEE International Semiconductor Laser Conference, Kyoto, Japan — 26-30 September 2010

Betreute Arbeiten

- Ghose, Kaustav, „Fabrication and Characterization of Micro-Electro-Mechanical Systems (MEMS) Micromirror Arrays“, Masterarbeit, eingereicht am 25.10.2007
- He, Chengzong, „Packaging of a Vertical-Cavity Surface Emitting Laser (VCSEL) for the Continuous Wave (CW) -Mode“, Studienarbeit, eingereicht am 29.06.2006
- Singh, Kuldip, „Optimisation of Fabrication process parameters for electrothermally tuned two chip concept WDM filter with PECVD deposited Si₃N₄/SiO₂ DBR mirror“, Projektzwischenbericht - Kollaboration zwischen CEERI in Pilani (Indien) und TU Darmstadt (Germany), Zeitraum 20.07.-17.10.2006

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Sandro Matthias Jatta
Geburtsdatum: 18.09.1976
Geburtsort: Berlin - Tempelhof

Schul- und Hochschulausbildung

1983 - 1989 Grundschule
1989 - 1996 Gymnasium mit Abschluss Allgemeine Hochschulreife

1996 - 1998 Grundstudium Elektrotechnik der Technischen Universität Berlin
1998 - 2004 Hauptstudium Elektrotechnik der Technischen Universität Berlin
 mit Fachrichtung Hochfrequenztechnik und Optoelektronik
Januar 2004 Diplom (Dipl.-Ing.)

Berufstätigkeit

11.1999 - 04.2002 Studentische Hilfskraft (Tutor) im Institut für Elektrotechnik
 und Lichttechnik der Technischen Universität Berlin
12.2001 - 12.2003 Studentische Hilfskraft im Heinrich-Hertz-Institut Berlin
 in der Abteilung Integrationstechnologie
01.2004 - 05.2004 Wissenschaftliche Hilfskraft im Heinrich-Hertz-Institut Berlin
 in der Abteilung Integrationstechnologie
seit August 2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Technischen Universität
 Darmstadt im Fachgebiet Optische Nachrichtentechnik

Darmstadt, Oktober 2010

Sandro Jatta

